www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

PHILIPS TECHNISCH TIJDSCHRIFT

JAARGANG 29, 1968, no. 12

De jodide-ontladingslamp

L. B. Beijer, C. A. J. Jacobs en T. Tol

Van alle stralingsbronnen hebben de gasontladingslampen het hoogste lichtrendement: de lagedruknatriumlamp excelleert hierbij in het bijzonder met rendementen van 130 lm/W, bij toepassing van speciale warmte-isolatie zelfs van 175 lm/W. Voor de lichtopwekking in gasontladingslampen konden tot voor kort vrijwel uitsluitend de elementen natrium, kwik en de edelgassen worden gebruikt. De andere elementen die geschikte straling emitteren zijn òf te weinig vluchtig òf te agressief voor de beschikbare glassoorten voor de ontladingsbuis. Onderstaand artikel beschrijft een methode waarmee men deze beperkingen kan omzeilen. Men heeft aldus stralingsbronnen kunnen maken waarvan men de spectrale verdeling binnen zekere grenzen vrij kan kiezen, en die in rendement alleen door de natriumlamp overtroffen worden.

Principe van de jodidelamp en de toepassing ervan in de HPI-lamp

Omstreeks 1933 verscheen de eerste hogedrukkwiklamp (HP-lamp) voor straatverlichting. Van de aanvang af heeft het niet ontbroken aan pogingen de kleurweergave van deze lamp te verbeteren. Bij de eerste pogingen werden de metalen zink en cadmium, die rode en blauwe straling produceren, aan de kwikontlading toegevoegd om de „gaten" in het kwikspectrum op te vullen. Dat dit geen succes geworden is kwam voornamelijk doordat deze elementen bij de temperatuur die nodig is om voldoende dampdruk te verkrijgen, het kwartsglas aantastten. Na deze pogingen heerste de mening dat in hogedrukontladingslampen alleen kwik en de edelgassen (in lagedrukontladingslampen ook nog natrium) voor lichtopwekking te gebruiken zouden zijn.

Een belangrijk succes werd langs een heel andere weg bereikt: de ontwikkeling van de HPL-lamp omstreeks 1937, waarbij het ultraviolet-gedeelte van de straling van het kwik door middel van fluorescentiepoeder op de buitenballon omgezet wordt in aanvullende zichtbare straling [1]. Deze lamp verdrong al spoedig de HP-lamp. Toch laat de kleurweergave, en ook het lichtrendement, nog wel te wensen over.

Enkele jaren geleden heeft men nu geconstateerd dat de bovengenoemde mening moest worden herzien. Men vond — of liever: herontdekte, want de mogelijkheid was reeds in 1900 in een octrooi aangegeven — dat vele elementen tot een voldoende hoge dampdruk kunnen worden verdampt door het element in de vorm van speciale vluchtige *verbindingen* te introduceren. Door deze kunstgreep slaagt men erin de dampdruk van het element *nabij de as* van de buis hoger te maken dan hij zou zijn als het element als zodanig was toegevoegd. In de rest van de buis geldt dit niet, maar dit is ook niet nodig: nabij de as voltrekt zich de eigenlijke gasontlading en hier vindt de voornaamste stralingsproduktie plaats. Met deze kunstgreep kan men nu elementen gebruiken die op zichzelf niet voldoende vluchtig zijn, en ook van eventuele agressiviteit behoeft men nu geen last te krijgen. Het is gebleken dat *jodiden* in het algemeen voor het beschreven doel zeer geschikt zijn.

Men heeft inderdaad hogedrukkwiklampen gemaakt waarin de gewenste aanvullende (rode) straling door toevoeging van een jodide geleverd werd. Maar bij deze ontwikkeling heeft men niet lang stilgestaan, want het inzicht brak door dat het nog veel grotere voordelen biedt jodiden niet slechts ter aanvulling van het kwik-

Ir. L. B. Beijer, C. A. J. Jacobs en dr. T. Tol, medewerkers van Philips' Hoofdindustriegroep Licht, Eindhoven.

[1] Zie b.v. J. L. Ouweltjes, W. Elenbaas en K. R. Labberté, Philips techn. T. **13**, 61, 1951. Zie ook W. Elenbaas, De hogedrukkwiklamp 50 jaar, Philips techn. T. **18**, 135-141, 1956, speciaal blz. 140.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

spectrum toe te voegen, maar als de eigenlijke stralingsproducenten te gebruiken. Men bereikt hiermee een grote rendementswinst, doordat men dan elementen kan gebruiken die, anders dan kwik, *resonantiestraling* uitzenden in het zichtbare deel van het spectrum.

Resonantiestraling is straling die wordt opgewekt bij het terugvallen van een elektron uit een aangeslagen toestand naar het *grondniveau*. Dergelijke elektronenovergangen leveren in het algemeen de sterkste emissielijnen. Om profijt te kunnen trekken van resonantielijnen, moet men ervoor zorgen dat de absorptie van deze lijnen door het gas zelf (zelfabsorptie) gering is. In de lagedrukontladingslampen, als de lagedruknatriumlamp, de „TL" lamp enz., wordt de dampdruk van het emitterende element om deze reden laag gehouden [2].

De hier te beschrijven jodide-ontladingslamp is een hogedrukkwikontlading waaraan ter opwekking van resonantiestraling elementen met een lager excitatieniveau dan kwik, in de vorm van jodiden, worden toegevoegd. Dit geschiedt in zulke kleine doseringen dat de zelfabsorptie gering is. Het excitatieniveau van de toegevoegde elementen moet veel lager zijn dan dat van kwik, ten einde te kunnen bereiken dat ondanks een veel hogere kwikdampdruk het kwikspectrum nagenoeg *niet* wordt uitgezonden. Het kwik krijgt in deze lampen dus een geheel andere functie: het neemt niet of nauwelijks deel aan de excitatie- en ionisatieprocessen, maar helpt de ontlading onder hoge druk en hoge temperatuur onderhouden, het dient als zg. „stootgas". Een hoge temperatuur is nodig om de jodiden in voldoende mate te doen verdampen.

Het hier geschetste principe is door ons in de eerste plaats toegepast bij de ontwikkeling van een lamp voor wegverlichting, de HPI-lamp, welke een beter lichtrendement en een betere kleurweergave heeft dan de HP- en HPL-lamp. Als stralingsproducenten zijn voor deze lamp een drietal elementen gekozen, Na, Tl en In, die resp. geelrood, groen en blauw licht produceren. Evenals bij de HP-lamp is argon als ontsteekgas genomen. Bij optimale dosering van de drie toegevoegde jodiden [3] worden rendementen behaald van 80 tot 110 lm/W, vergeleken met 55 à 60 lm/W bij de HP-lamp en de HPL-lamp. De kleurweergave-index is ca. 70, vergeleken met 25 bij de HP-lamp en 45 bij de HPL-lamp.

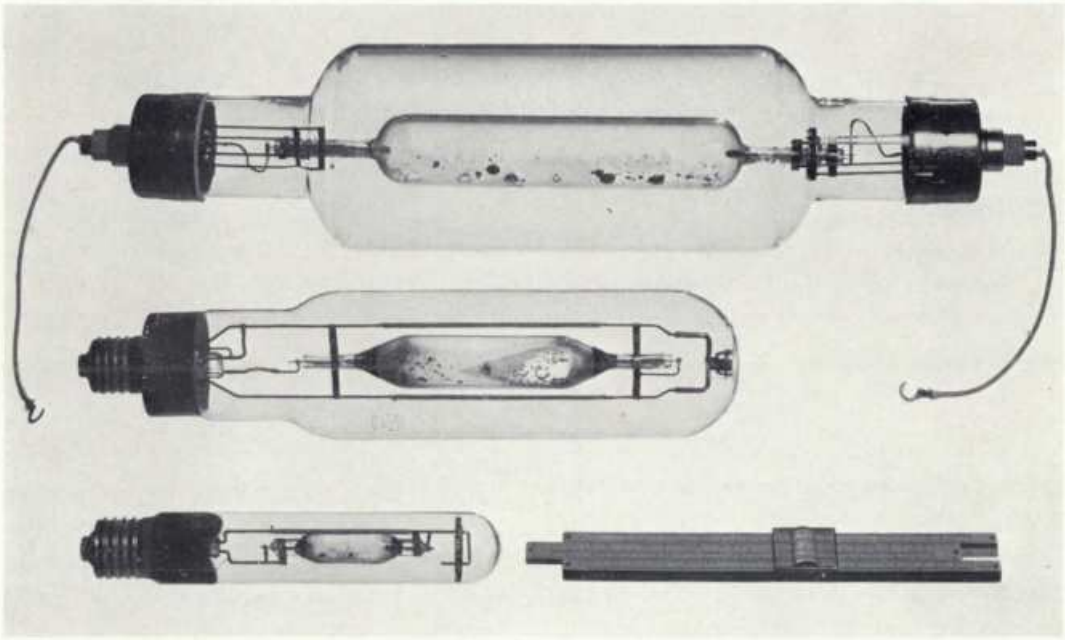


Fig. 1. Van beneden naar boven: de HPI-lampen van 400, 2000 en 5000 W. Het lichtrendement is resp. 80, 95 en 110 lm/W, de brandspanning 125, 245 en 550 V, en de lampstroom 3,5, 9 en 10 A. De lampen zijn uitgevoerd met een cilindrische buitenballon van hard glas; de binnenballon is van kwartsglas. De buitenballon is bij de 400-W-lamp geëvacueerd en voorzien van een gasbinder; bij de lampen van 2000 en 5000 W is de buitenballon gevuld met stikstof ter wille van een goede warmteafvoer.

[2] Voor een uitvoeriger beschouwing over lagedruk- en hogedruklampen, zie G. Heller, Vergelijking van de ontladingsvorm in natrium- en kwikdamplampen, I en II, Philips techn. T. **1**, 2-5 en 70-75, 1936.

[3] Voor het optimaliseren van de doses, zie T. Holmes en J. B. de Boer, Conf. Associated Public Lighting Engineers, Edinburgh 1964, paper no. 2.

[4] L. B. Beijer, Proc. 7th Int. Conf. on phenomena in ionized gases, Belgrado 1965, Vol. III, blz. 182.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Op het ogenblik zijn reeds op de markt HPI-lampen van 400, 2000 en 5000 W (*fig. 1*). Behalve voor wegverlichting gebruikt men de lampen wegens hun goede kleurweergave tegenwoordig ook voor binnenverlichting.

In het laatste hoofdstuk van dit artikel zullen wij onderzoekingen bespreken die aan de HPI-lamp verricht zijn. Wij willen hier echter reeds ingaan op een aantal ervan die dienstig zijn voor een goed begrip van het principe waarop de jodide-ontladingslamp berust.

Voor vergelijkende experimenten hebben wij speciale HP- en HPI-lampen gemaakt, beide van 7 cm booglengte en belast met een vermogen van 500 W. Anders dan bij de fabrieksuitvoering van de lamp, waarbij de buitenballon van hardglas en de binnenballon van kwartsglas wordt gemaakt, waren *beide* ballons van kwartsglas, ten einde over een zo groot mogelijk golflengtegebied te kunnen meten. Bij deze experimentele HPI-lamp hebben wij een wandtemperatuur van ca. 1000 °K gemeten en bij de HP-lamp ongeveer dezelfde temperatuur. In de as van de ontlading maten wij bij de HPI-lamp een temperatuur van ca. 4800 °K en bij de HP-lamp ca. 5700 °K [4]. De temperatuur van de boog is bij de HPI-lamp dus aanmerkelijk lager. Gegeven het feit dat de concentratie der Hg-atomen in beide lampen ongeveer gelijk gemaakt is en we in de HPI-lamp géén Hg-straling wensen, is een lagere boogtemperatuur in de HPI-lamp een noodzakelijke voorwaarde.

In *fig. 2a* en *b* zijn de spectrale energieverdelingen weergegeven van resp. de experimentele HP-lamp en de HPI-lamp. Het spectrum van de HPI-lamp is voornamelijk samengesteld uit stralingsbijdragen van de elementen Na, Tl en In, en niet van Hg. Dit blijkt

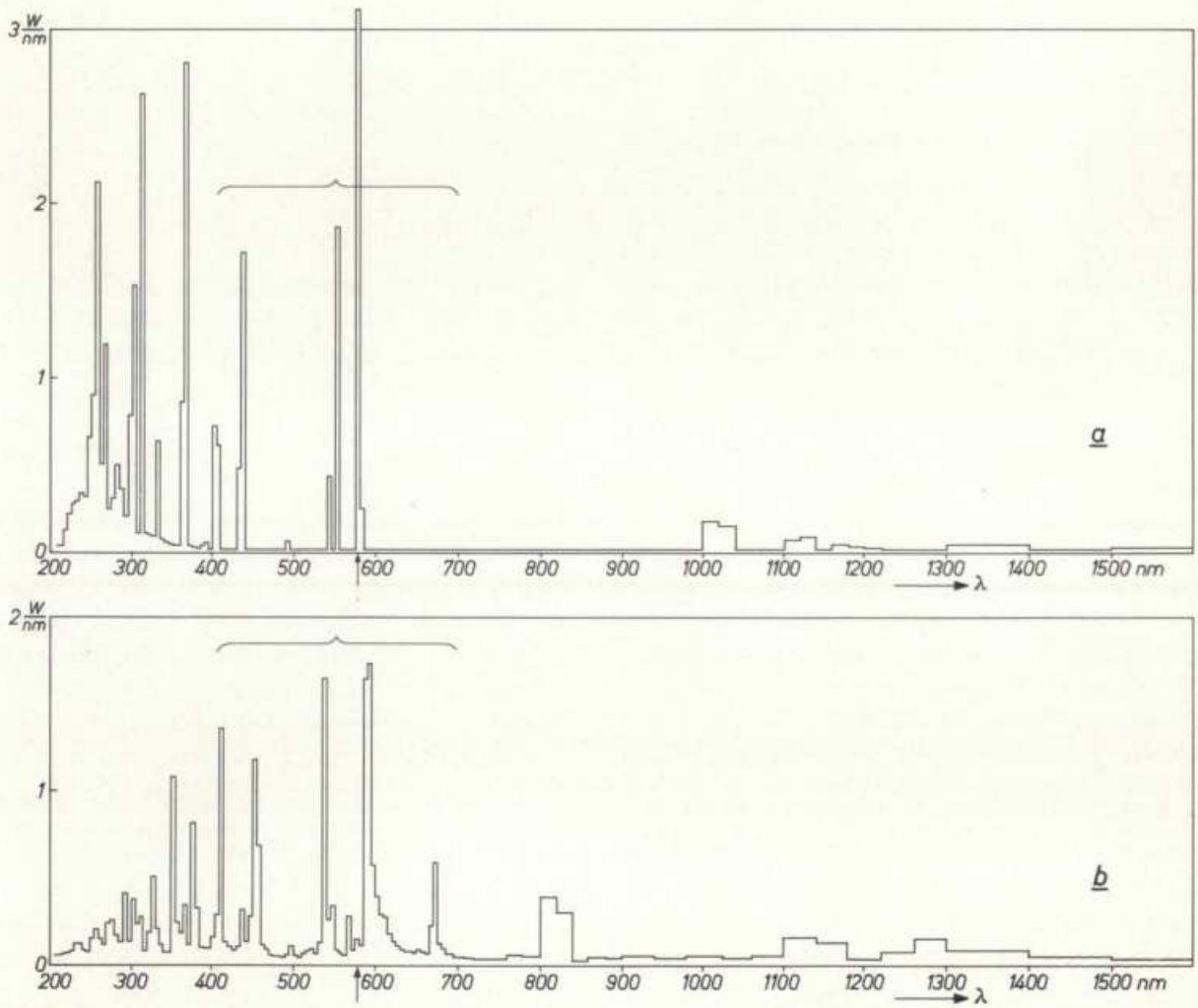


Fig. 2. De spectrale energieverdeling van twee geometrisch identieke, geheel in kwartsglas uitgevoerde ontladingslampen van 500 W: *a*) HP-lamp, *b*) HPI-lamp. De accolades geven het zichtbare deel van het spectrum aan. Men ziet dat de HPI-lamp minder straling in het ultraviolette gedeelte van het spectrum produceert dan de HP-lamp, maar wel wat meer in het infrarode deel. Tevens valt op dat de stralingsproduktie in het zichtbare deel van het spectrum bij de HPI-lamp gelijkmatiger verdeeld is dan bij de HP-lamp.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

vooral uit de geringe emissie in het ultraviolet, waarin bij de HP-lamp juist het zwaartepunt ligt. Sterke lijnen van het Hg in de HP-lamp zijn ook de drie (in de figuur niet gescheiden) gele lijnen bij 577,0, 579,0 en 579,1 nm (zie pijl). In het spectrum van de HPI-lamp wijst slechts een zeer klein piekje op de aanwezigheid van deze emissielijnen. De hoogte van deze piek in het spectrum van de HPI-lamp is slechts 0,037 maal de hoogte van de overeenkomstige piek in het HP-spectrum.

Deze aldus experimenteel bepaalde verhouding in stralingssterkte hebben wij als volgt met een berekening geverifieerd. Zowel de beneden- als de bovenniveaus van de desbetreffende lijnen liggen zeer hoog boven het grondniveau en dat betekent dat hun bezettingsdichtheden zeer snel met de temperatuur afnemen. We mogen derhalve veronderstellen dat de beschouwde straling voornamelijk geproduceerd wordt in de hete kern van de boog en dat deze straling slechts in geringe mate geabsorbeerd wordt op zijn weg naar buiten. Van de temperaturen behoeven we derhalve in eerste benadering alleen de waarde in de kern te kennen. Door in de formule van Boltzmann de gemeten temperatuurwaarden 4800 °K en 5700 °K voor resp. de HPI- en de HP-lamp en voorts de bekende waarden van de betrokken excitatieniveaus in te vullen, vonden we voor de verhouding der stralingssterkten 0,038, een waarde die goed overeenstemt met de experimenteel bepaalde waarde.

Nadere bespreking van het principe; andere toepassingen

De beperktheid van de keuze der elementen die tot voor kort voor het opwekken van straling in aanmerking kwamen is, zoals we gezien hebben, het gevolg van óf een te geringe vluchtigheid óf een te grote agressiviteit van het element (of van beide). De eerste beperking kan worden omzeild door het element in de vorm van een jodide te introduceren, mits het jodide

a) bij de wandtemperatuur behoorlijk stabiel is, maar
b) vluchtiger is dan het desbetreffende element, en
c) bij de temperatuur in de as van de buis goeddeels ontleed is.

De voorwaarde van een grotere vluchtigheid van het jodide vloeit voort uit het feit dat de dampdruk van het element in evenwicht nooit hoger kan zijn dan de verzadigingsdampdruk van het jodide bij de wandtemperatuur. Dat de stabiliteit van het jodide in de buurt van de wand van belang is, wordt begrijpelijk als men bedenkt dat er bij een te instabiel jodide een dampdruk van het element kan optreden die groter is dan zijn verzadigingsdruk ter plaatse, met als gevolg dat het element ten dele condenseert of neerslaat. Onder deze omstandigheden kan de gewenste druk in de as niet bereikt worden.

Bij een zeer grote stabiliteit van het jodide bij de wandtemperatuur is ook de tweede beperking in de keuze van elementen, de agressiviteit, opgeheven.

Voor de introductie in de vorm van jodiden hebben wij elementen gekozen met zo sterk mogelijke emissie-

Tabel I. Enige gegevens over de elementen die de sterkste emissielijnen hebben in voor de praktijk belangrijke golflengtegebieden, en over hun jodiden. T is de temperatuur waarbij de verzadigingsdruk 1 millibar is, en λ is de golflengte van sterke emissielijnen.

	T (°K)	λ (nm)
Li	980	323,3 - 610,4 - 670,8
LiI	985	
Na	705	589,0/589,6
NaI	1026	
Tl	1082	276,8 - 351,9 - 377,6 - 535,0
TlI	702	
In	1510	303,9 - 325,6 - 410,2 - 451,1
InI	624	
InI_2	637	
InI_3	510	
Ga	1690	287,4 - 294,4 - 403,3 - 417,2
GaI_3	430	
Pb	1226	283,3 - 363,9 - 368,3 - 405,8
PbI_2	743	
I		178,3 - 183,0 - 206,2
I_2	308	
Hg	394	185,0 - 253,7 - 365,0/365,5/366,3 - 404,7 - 435,8 - 546,1 - 577,0/579,0/579,1
HgI_2	425	

lijnen in de golflengtegebieden die voor de praktijk van belang zijn. Mede op grond van de eigenschappen van hun jodiden komen dan vooral Li, Na, Tl, In, Ga en Pb in aanmerking (*tabel I* en *fig. 3*). De jodiden van Tl, In, Ga en Pb zijn vluchtiger, en de jodiden van Li en Na zijn minder agressief dan de desbetreffende elementen.

Aangezien de keuze van elementen is verruimd en we door dosering van het jodide de dampdruk van het element in het centrum van de buis willekeurig groot kunnen maken — mits deze blijft beneden de verzadigingsdampdruk van het jodide bij de wandtemperatuur — kunnen we de spectrale energieverdeling van de jodidelamp binnen zekere grenzen regelen, en kunnen we deze afstemmen op de toepassing waarvoor we de lamp willen gebruiken. Bij de ontwikkeling van de HPI-lamp is de keuze der jodiden en hun dosering vooral gericht geweest op een zo groot mogelijk lichtrendement bij een redelijk goede kleurweergave. Voor het maken van een *projectielamp* (CSI), waarvoor de eisen aangaande de kleurweergave strenger zijn, konden wij niet volstaan met dezelfde drie jodiden en hebben wij tevens het jodide van Li met zijn rode stralingsemissie gebruikt. De aldus verkregen verbetering van de kleurweergave bij de CSI-lamp ging evenwel ten koste van

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

het lichtrendement. Wij hebben voorts lampen gemaakt die met een hoog rendement gekleurd licht produceren (*slaglichtlampen*, „floodlight"): een geelrode lamp met NaI, een groene met TlI en een blauwe met InI. Een belangrijk toepassingsgebied vormen ook de *fotochemische reacties*. Ter wille hiervan hebben wij o.a. lampen gemaakt die Ga- en Pb-straling produceren, voornamelijk in het golflengtegebied tussen 340 en 450 nm. Bij gebruik van deze lampen voor de activering van diazoreacties (bij fotografische reproduktie) en voor het polymeriseren van fotolak (bij foto-etsprocédés) hebben wij een rendementsverbetering van 50% geboekt, vergeleken met de kwiklampen waarop men voorheen aangewezen was. Interessant is ook de toepassing van jodide-ontladingslampen voor het *activeren van vastestoflasers* (het „pompen"). We vermelden een van TlI voorziene superhogedruklamp [5] waarmee o.a. robijnlasers worden gepompt.

Een speciale toepassing vormen de *spectraallampen*, die gebruikt worden voor het ijken van de golflengte-instelling van spectroscopen, spectrofotometers e.d. De geëmitteerde lijnen dienen voor deze toepassing zo min mogelijk verbredingen en verschuivingen te vertonen. Men bereikt dit o.m. door de concentraties van de emitterende elementen laag te houden. Het is duidelijk dat van dit soort lampen het rendement niet belangrijk is. Desondanks kon de fabrikant in het verleden ook voor dit type lamp maar een beperkt aantal elementen toepassen, terwijl de gebruiker juist over een zodanig assortiment van lampen wil beschikken dat hij op alle plaatsen in het spectrum metingen en ijkingen kan verrichten. Ook voor deze toepassing is door de jodidetechniek het aantal bruikbare elementen aanzienlijk uitgebreid. Aangezien hoge drukken ongewenst zijn wegens de hierdoor veroorzaakte lijnverbreding — en het rendement niet van belang is — worden in dit geval de lampen uitgevoerd als *lagedruklampen* (zonder stootgas) [6]. Voor de aanvulling van het reeds bestaande assortiment lampen kan men in de praktijk volstaan met Tl-, In-, Ga- en Bi-lampen.

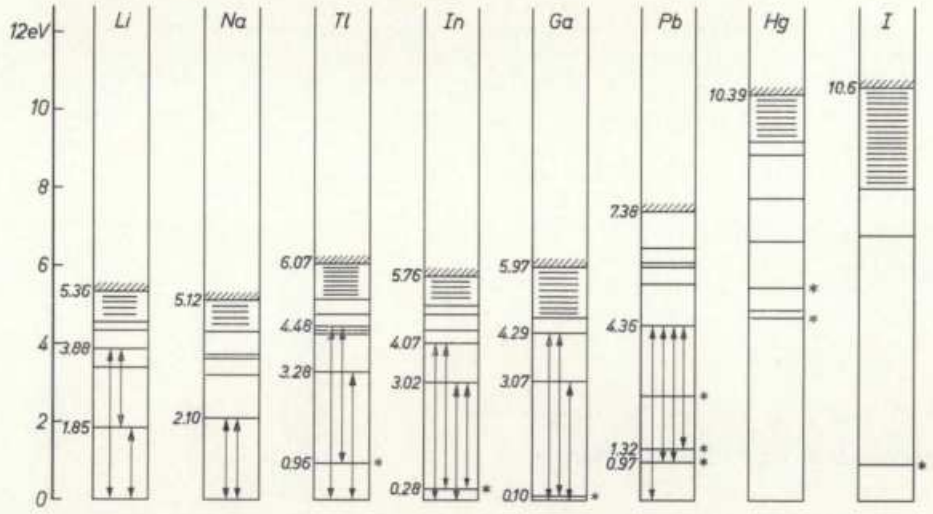


Fig. 3. De belangrijkste energieniveaus van de elementen die we voor het opwekken van straling willen gebruiken. De metastabiele niveaus, die niet via straling kunnen „leeglopen", zijn met een sterretje aangegeven. Men ziet dat Hg en I (afgezien van het ene metastabiele niveau op 0,94 eV) moeilijker te exciteren en te ioniseren zijn dan de overige elementen.

Een aantal van de hierboven genoemde lampen zijn in *fig. 4* afgebeeld.

Onderzoekingen aan de HPI-lamp

Van de ontwikkelde jodide-ontladingslampen is de HPI-lamp door ons uitvoerig onderzocht en vergeleken met de HP-lamp. Een vergelijking van de temperatuur in de kern van de ontlading en van de spectrale verdeling kwam reeds ter sprake. We bespreken thans achtereenvolgens de samenstelling van het ontladingsmedium, de verdeling van het toegevoerde vermogen over straling en warmte (vermogensbalans), en de ontsteking.

[5] Over het principe van de superhogedruklamp, zie E.G. Dorgelo, Philips techn. T. **2**, 165, 1937.

[6] De jodides spelen in dit geval vermoedelijk een iets andere rol dan bij de hogedruklampen — de details hiervan zijn nog niet geheel opgehelderd.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De samenstelling van het ontladingsmedium

Het is niet doenlijk de chemische evenwichtssituaties in ontladingslampen met een zo samengestelde vulling als in de HPI-lamp (waarin o.m. voorkomen Hg, HgI_2, I_2, I, NaI, Na, TlI, Tl, InI en In) exact te beschrijven. Het probleem kan echter toch langs thermodynamische weg zodanig aangepakt worden dat een goed inzicht verkregen wordt. Het resultaat van deze thermodynamische berekeningen laten we hier volgen; de aanpak zelf wordt in het Aanhangsel van dit artikel toegelicht.

In het temperatuurgebied boven ca. 2000 °K komt de ontleding van NaI, TlI en InI al goed op gang.

De partiële drukken bedragen globaal:

van Hg:	4 bar,
van Na + NaI:	1 millibar,
van Tl + TlI:	200 millibar,
van In + InI:	50 millibar.

Aangezien de som van de partiële drukken van element plus bijbehorend jodide over het gehele temperatuurgebied constant is, is deze waarde tevens de partiële druk van het element bij *volledige ontleding* van het jodide, in de buurt van de kern der ontlading. Deze druk is voor Tl en In aanzienlijk hoger dan de druk die maximaal bereikt kan worden indien het element alleen als zodanig wordt toegevoegd. Dit is niet het geval met Na. Voor Na is dan ook de jodidetechniek alleen gewenst omdat Na te agressief is.

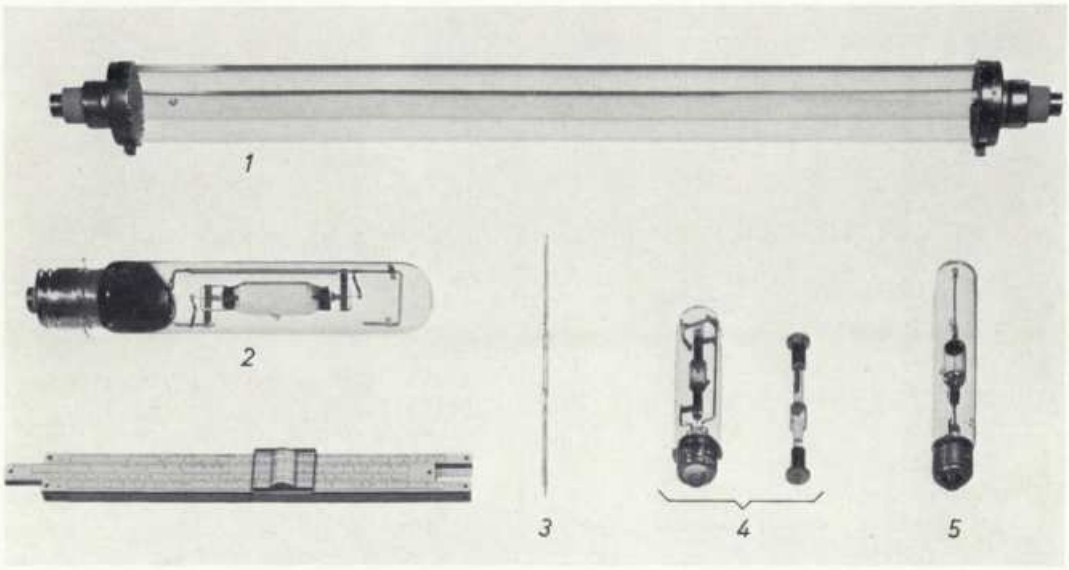


Fig. 4. Een aantal jodidelampen voor verschillende toepassingen. *1* lichtdruklamp van 2000 W met Ga en Pb als stralingsproducenten (in hoofdzaak straling tussen 340 en 450 nm). *2* 400-W-lamp die o.m. gebruikt wordt voor het polymeriseren van fotolak, met dezelfde stralingsproducenten als *1*. *3* superhogedruklamp van 1000 W voor het pompen van robijn-lasers, met Tl als stralingsproducent. *4* 250-W-projectielampen (CSI), bevattende LiI, NaI, TlI en InI; de rechter lamp is uitgevoerd zonder buitenballon ter wille van optische eisen. *5* spectraallamp die emissielijnen van In uitzendt. Deze laatste lamp wijkt in zoverre van de overige af dat er een *lagedruk*ontlading wordt opgewekt en er geen kwik als stootgas wordt gebruikt.

Het volgende beeld is verkregen:

In de kern van de ontlading, dat is in de temperatuurzone van ca. 3500 °K tot ca. 4800 °K, zijn de drie jodiden NaI, TlI en InI volledig ontleed; het vrijgekomen jodium is bij deze temperaturen atomair.

Bij de wandtemperatuur van ca. 1000 °K zijn de drie genoemde jodiden slechts in uiterst geringe mate ontleed. Voor zover er jodium door ontleding van deze jodiden is vrijgekomen, is het hier door het in overmaat aanwezige Hg gebonden tot HgI_2.

Het HgI_2 is niet erg stabiel en dientengevolge is reeds boven 1300 °K vrij jodium in de lamp aanwezig, tussen 1300 °K en 1500 °K in moleculaire vorm en boven 1500 °K in atomaire vorm. Dat er slechts een smalle temperatuurzone is waarin moleculair I_2 (overigens slechts in geringe concentratie) voorkomt, is van belang aangezien moleculair I_2 in het zichtbare deel van het spectrum absorbeert.

Voor Tl en In is de partiële dampdruk in de kern zo hoog dat men zich kan afvragen of de zelfabsorptie van de Tl- en In-lijnen niet te groot is. In het omgevende *koudere* deel van de lamp echter, waar de zelfabsorptie voornamelijk plaatsvindt, is de partiële druk van het absorberende element *geringer* dan in de kern, doordat het evenwicht meer naar de kant van het jodide verschoven is. Op deze wijze is te begrijpen dat de zelfabsorptie ook in deze gevallen geen roet in het eten gooit.

Vermogensbalans

Zoals eerder vermeld (bij fig. 2) emitteert de HPI-lamp in het ultraviolet minder straling dan de HP-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

lamp. In het infrarode deel van het spectrum is het omgekeerde het geval. Mede doordat de HPI-lamp van het toegevoerde vermogen een groter deel in straling omzet dan de HP-lamp, is echter het totale resultaat dat de HPI-lamp aanzienlijk meer in het zichtbare deel van het spectrum uitzendt: bij de beide experimentele 500-W-lampen is dit 120 W voor de HPI-lamp tegen 73 W bij de HP-lamp. De effectieve ooggevoeligheid voor de straling is voor beide gevallen vrijwel gelijk, zodat de verbetering in lichtrendement ca. 60% bedraagt. Zoals we in het volgende zullen toelichten, wordt deze rendementswinst nog groter bij hogere vermogens.

Uit stralingsmetingen aan verticaal opgehangen hogedrukkwiklampen heeft Elenbaas [7] afgeleid dat de per lengte-eenheid van de ontladingszuil geproduceerde stralingshoeveelheid Σ op zeer eenvoudige wijze afhangt van het per lengte-eenheid gedissipeerde vermogen P. Met W/cm als eenheid wordt de relatie:

$$\Sigma = 0{,}72 \times (P - 10). \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

De interpretatie is aldus: ongeacht de belasting treedt steeds ca. 10 W/cm verlies op door warmtegeleiding van de kern van de boog naar de wand van de ontladingsbuis (de invloed van de *convectie* is in verticaal opgehangen lampen te verwaarlozen). Van het restant van het toegevoerde vermogen ($P - 10$), dat in de kern van de boog wordt omgezet in straling, gaat ca. 28% verloren ten gevolge van absorptie door de kwikdamp, het kwartsglas van de ballonwand en de omgevende lucht.

Soortgelijke metingen zijn door ons verricht aan de HPI-lamp. Het verkrijgen van reproduceerbare resultaten is hierbij moeilijker dan bij de HP-lamp, aangezien de jodiden de neiging hebben zich inhomogeen over de lengte van de buis te verdelen. De meetresultaten laten evenwel toch de conclusie toe dat ook hier (binnen de grenzen van 30 tot ruim 75 W/cm toegevoerd vermogen) een eenvoudig verband bestaat tussen de per cm geproduceerde straling Σ en het per cm gedissipeerde vermogen P:

$$\Sigma = 1 \times (P - 20). \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Vergelijking met verg. (1) laat zien dat bij de HPI-lamp per cm tweemaal zoveel warmte (20 W/cm) door geleiding verloren gaat als bij de HP-lamp. Daar tegenover staat dat van de in de kern geproduceerde straling hoegenaamd niets geabsorbeerd wordt.

Nadere beschouwing van de beide formules leert dat bij toenemende P het rendement van de HPI-lamp meer toeneemt dan dat van de HP-lamp. Het toegevoerd vermogen zal men dus bij een zo klein mogelijke elektrodenafstand willen dissiperen. Men moet hierbij echter niet zo ver gaan dat relatief veel straling in de eindstukken van de ontladingsbuis wordt gevangen en geabsorbeerd. Door deze beperking moet men bij geringe vermogens met een relatief lage waarde van P genoegen nemen.

In *tabel II* is de vermogensbalans gegeven van de voor vergelijkende experimenten gebruikte lampen van 500 W.

Tabel II. Verdeling van het toegevoerde vermogen bij de, geheel van kwartsglas gemaakte, experimentele HPI- en HP-lampen van 500 W.

	HPI	HP
Toegevoerd vermogen	500 W	500 W
Afgevoerd vermogen:		
a) niet via straling van de ontlading	185 W	110 W
hiervan als geschat elektrodenverlies	45 W	40 W
b) via straling van de ontlading	315 W	280 W
hiervan uittredend als		
ultraviolette straling	44 W	112 W
zichtbare straling	120 W	73 W
infrarode straling	151 W	95 W
en geabsorbeerd	—	110 W
Effectieve ooggevoeligheid	0,5	0,5
Lichtrendement	87 lm/W	52 lm/W

De ontsteking van de HPI-lamp

De ontsteking vormt bij jodide-ontladingslampen een speciaal probleem. Het ontsteken is moeilijker dan bij de HP-lamp. Van de oorzaken hiervan willen we twee belangrijke beschouwen: ten eerste de aanwezigheid van jodiumdamp, ten tweede die van waterstof.

De reden dat jodiumdamp een ongunstige invloed heeft op de ontsteekspanning is dat jodium een elektronegatief element is, d.w.z. dat een jodiumatoom zich graag met een elektron associeert tot een negatief ion. In een jodide-ontladingslamp worden dientengevolge vele van de vrijgemaakte elektronen aan het ontstekingsproces onttrokken, wat een drastische reductie van de elektrische geleiding van het gas tot gevolg heeft. In verband hiermee is het ook een ernstig probleem gebleken dat de bij sommige jodidelampen toegepaste *alkali*-atomen (Na bij de HPI-lamp en ook Li bij andere lampen) zo gemakkelijk verdwijnen: een deel van deze alkali-atomen reageert met sporen zuurstof tot moeilijk verdampbare alkali-oxiden, en andere diffunderen door de kwartswand. Het verlies van de alkaliën is op zichzelf niet zo erg, want dat is met een aanvankelijk ruime overmaat te compenseren, maar het verlies heeft tevens als gevolg dat de concentratie van jodium nog stijgt en daarmee de ontsteekspanning.

Waterstof bleek in HPI-lampen in veel grotere mate te worden gevormd dan men in hogedrukkwiklampen

[7] W. Elenbaas, Physica **4**, 413, 1937. Voor een verfijning van de hier besproken formule, zie W. Elenbaas, Philips Res. Repts. **20**, 213, 1965.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

gewend was. Jodiden zijn hygroscopisch en geven tijdens het branden van de lamp water af, dat ontleedt. De zuurstof wordt vervolgens gebonden door een of meer van de in de ontladingsbuis aanwezige metalen, zodat de waterstof als gas achterblijft. De gasatmosfeer bij kamertemperatuur bestaat nu uit een mengsel van kwikdamp, argon en waterstof, dat moeilijker is te ioniseren dan een kwikdamp-argon-mengsel. Van argon (zonder kwik) weten we dat de aanwezigheid van 10^{-2}% waterstof de ontsteekspanning reeds merkbaar verhoogt [8]. Uitgaande van de gebruikelijke argonvuldruk van 30 millibar, is dus een waterstofdruk van 3×10^{-3} millibar al voldoende om de ontsteekspanning te verhogen. Bij de HPI-lamp treedt de verhoging bij nog lagere waterstofdrukken op, want het kwik-argon-mengsel blijkt gevoeliger te zijn voor waterstof dan argon alleen. Aan het drogen en het droog-houden van de jodiden vóór de toevoeging aan de lamp moet dan ook de uiterste zorg worden besteed.

Een tweede bron van waterstof is het kwartsglas, waaruit de ontladingsbuis bestaat. Waarom in de jodidelamp zoveel waterstof uit het kwartsglas kan komen, is niet geheel doorgrond. Gebleken is dat men de waterstofafgifte aanzienlijk kan verminderen door aan het begin van het fabricageproces het kwartsglas een langdurige stookbehandeling te geven.

Ten gevolge van de verhoogde ontsteekspanning moet men bij jodide-ontladingslampen voorschakelapparatuur gebruiken die minder eenvoudig is dan bij de HP-lamp. Van de beschikbare ontsteekmethodes hebben wij met het oog vooral op de betrouwbaarheid de volgende twee gekozen.

a) Voor de HPI-lampen van 400 W en 2000 W: een elektronische ontsteekinrichting, die periodiek spanningspieken van 3000 V levert totdat de lamp is ontstoken, en die in combinatie met de conventionele HP-smoorspoelen wordt gebruikt. Bestaande HP-installaties zijn dus na uitbreiding met de ontsteekinrichting ook voor de HPI-lamp te gebruiken.

   Een bekende moeilijkheid bij hogedrukkwiklampen is dat het opnieuw ontsteken van een zojuist gedoofde en dus hete lamp vrij veel tijd vergt. De bovengenoemde rigoureuze ontsteekmethode is niet alleen zeer betrouwbaar voor het ontsteken van een koude lamp maar biedt ook het voordeel dat de ontsteektijd bij hete lamp sterk bekort wordt.

b) Voor de HPI-lamp van 5000 W: aangezien voor dit vermogen geen HP-installaties bestaan, is het in dit geval een goedkopere oplossing een bestaande transformator met hoge open spanning toe te passen (860 V effectief). Deze spanning is hoog genoeg om de lamp stabiel te laten branden en is geschikt om in combinatie met een glimlichtstarter de ontsteking tot stand te brengen.

Aanhangsel: De gassamenstelling in de HPI-lamp

De hier volgende thermodynamische berekeningen met betrekking tot de HPI-lamp zijn gebaseerd op de onderstelling dat het gasmengsel in de hogedrukontladingslamp met jodiden op elke plaats in goede benadering in thermisch evenwicht verkeert [9], en dat dus de aanwezigheid van het stralingsveld en van gaskinetische invloeden kan worden genegeerd. Het uitgangspunt is dat er in de gasontladingsbuis een heet middendeel om de as en een koudere mantelzone zijn aan te geven, die afzonderlijk behandeld kunnen worden. Bekend is dat kwikjodiden bijzonder instabiele verbindingen zijn, en we mogen dus verwachten dat in de hetere delen van de ontladingsbuis, ondanks de hoge kwikconcentratie, geen kwikjodide voorkomt. Evenzo zal hier nagenoeg geen moleculair jodium aanwezig zijn. In de koudere delen moet wèl een reactie van Hg met jodium worden verwacht en zal ook moleculair jodium worden aangetroffen.

Nu volgt eerst de beschouwing voor het hete middendeel van de gasontlading.

Om de thermodynamische aanpak voor dit deel duidelijk te maken, nemen we het evenwicht InI $\rightleftarrows$ In + I als voorbeeld. De evenwichtsconstante K_p van dit evenwicht is:

$$K_p = \frac{p_{\mathrm{In}}p_{\mathrm{I}}}{p_{\mathrm{InI}}},$$

waarin p_{In} de partiële dampdruk van In is, enz. De partiële dampdruk van het jodium p_{I} is *niet alleen* te danken aan gedeeltelijke ontleding van InI maar tevens aan gedeeltelijke ontleding van de andere jodiden. Noemen we α de dissociatiegraad van het InI, dan is K_p ook te schrijven als:

$$K_p = \frac{\alpha}{1-\alpha}p_{\mathrm{I}}.$$

In het rechterlid komt de dampdruk van het In-jodide niet meer voor en daarom behoeven we alleen maar p_{I} te kennen om de dissociatiegraad α als functie van de temperatuur T uit te kunnen rekenen. De waarde van p_{I} is vooralsnog onbekend, maar we kunnen de bestaande partiële jodiumdampdruk insluiten tussen twee geschatte grenswaarden. Als bovengrens nemen we de op een macht van 10 afgeronde waarde van de in bar uitgedrukte partiële dampdruk van het jodium die zou bestaan bij volledige dissociatie van NaI, TlI en InI. Daarbij wordt een parabolische verdeling van de temperatuur, die aan de wand 1000 °K en in de as 4800 °K bedraagt, in acht genomen. De ondergrens hebben we een factor 10 lager gekozen. Aldus komen we op de grenswaarden voor p_{I} van resp. 100 en 10 millibar. Met elk van deze waarden is α als functie van T berekend en uitgezet in *fig. 5*. Op dezelfde wijze zijn de dissociatiegraden van NaI, TlI en I_2 als functie van T berekend. Uit deze figuur blijkt dat bij temperaturen rond 2000 °K het I_2 reeds volledig en de metaaljodiden nog nauwelijks zijn ontleed. We stellen thans dat met „het hete deel" van de gasontlading die plaatsen zijn bedoeld waar de temperatuur meer bedraagt dan 2000 °K. De veronderstelling waarvan hierboven stilzwijgend is uitgegaan, dat alle vrije jodium atomair is, is voor dit temperatuurgebied dus gerechtvaardigd.

Over de samenstelling van de gasatmosfeer in het koudere deel van de lamp, beneden 2000 °K, komen we iets te weten door de volgende gedachtengang. Van de totale hoeveelheid jodium die in dat gedeelte van de ontladingsbuis aanwezig is, is een belangrijk deel gebonden aan de elementen Na, Tl en In. Die hoeveelheid, overeenkomend met 250 millibar, laten we buiten beschouwing omdat in het beschouwde temperatuurgebied de binding zo sterk is dat er geen merkbare veranderingen in de dissociatiegraad

[8] M. A. Uman, Phys. Rev. **133**, A 1266, 1964.
[9] Zie C. F. Gallo, Appl. Optics **5**, 1285, 1966.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

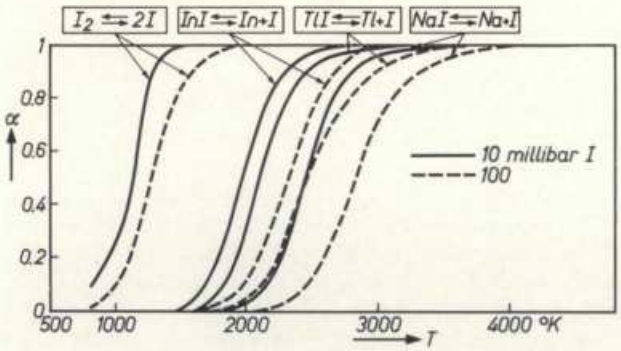


Fig. 5. De mate van dissociatie α van I_2, InI, TlI en NaI als functie van de temperatuur T, berekend voor waarden van de partiële jodiumdampdruk p_I van 10 (getrokken lijn) en 100 millibar (gestippelde lijn).

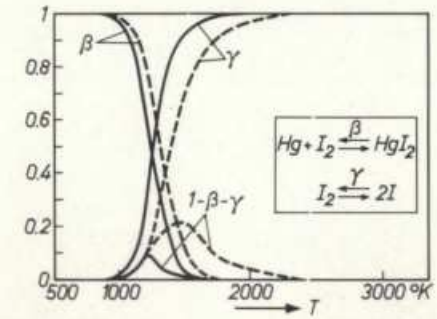


Fig. 6. De verdeling van het niet aan Na, Tl en In gebonden jodium in het temperatuurgebied van 1000-2000 °K, eveneens beberekend voor $p_I = 10$ (getrokken lijn) en 100 millibar (gestippelde lijn). β is de fractie die voorkomt gebonden als HgI_2, γ is de fractie die atomair voorkomt, en $1 - \beta - \gamma$ is de (resterende) fractie moleculair I_2.

optreden. Van de resterende hoeveelheid jodium is een deel β gebonden in HgI_2, een deel γ komt in de atomaire vorm voor, en een deel $(1 - \beta - \gamma)$ in de moleculaire vorm. Met de mogelijkheid dat ook kwikmonojodide aanwezig is, houden we geen rekening omdat dit jodide instabieler is dan het kwikdijodide. De waarden van β en γ zijn nu uit te rekenen door middel van twee vergelijkingen, waarin de hoeveelheid kwik en de in totaal aanwezige al dan niet aan kwik gebonden hoeveelheid jodium, beide uitgedrukt in partiële drukken, naast elkaar als parameter worden gehanteerd. De Hg-druk in de HPI-lamp wordt met de bekende dosering en temperatuurverdeling berekend op ca. 4 bar. Voor het jodium is weer resp. 100 en 10 millibar genomen. *Fig. 6* geeft het resultaat weer. Beneden 2000 °K moet met de vorming van HgI_2 en van I_2 rekening gehouden worden. Het blijkt zelfs dat het jodium bij 1000 °K (dus dicht bij de wand) zo goed als volledig met het Hg heeft gereageerd. Dat is dus overeenkomstig de gedachte op grond waarvan de thermodynamische behandeling in tweeën is gesplitst. Ook het weglaten van HgI_2 in de beschouwing voor het gebied met $T > 2000$ °K is blijkens fig. 6 gemotiveerd.

Nu we beschikken over alle vereiste gegevens, te weten de temperatuurverdeling, de doseringen en de mate van dissociatie van de jodiden, kunnen wij in principe overal in de HPI-lamp de partiële dampdrukken van de jodiden en van de metalen uitrekenen. Om dat rekenvraagstuk eenvoudiger te maken, is het zinvol nogmaals een veronderstelling in te voeren. Deze veronderstelling luidt dat voor elk metaal de som van zijn dampdruk en van de dampdruk van zijn jodide constant is over de buis; immers elk molecuul metaaljodide dat naar een hetere plaats wordt gedreven en daar zal ontleden levert 1 metaalatoom en omgekeerd. De veronderstelling impliceert, aangezien de totale druk overal in de ontladingsbuis in goede benadering constant mag worden geacht, dat ook de som van de partiële dampdruk van het Hg, het HgI_2 en het jodium constant is over de buis.

Op deze wijze zijn we gekomen tot de resultaten die op blz. 366 staan samengevat, te weten de partiële dampdrukken van Hg (≈ 4 bar), van Na + NaI (≈ 1 millibar), van Tl + TlI (≈ 200 millibar) en van In + InI (≈ 50 millibar).

Verder berekenden we de dampdrukken van de metalen afzonderlijk, die in *fig. 7* zijn uitgezet als functie van de afstand tot de as van de ontlading met de partiële jodiumdampdruk als parameter. Aangezien de krommen behorende bij $p_I = 100$ millibar en

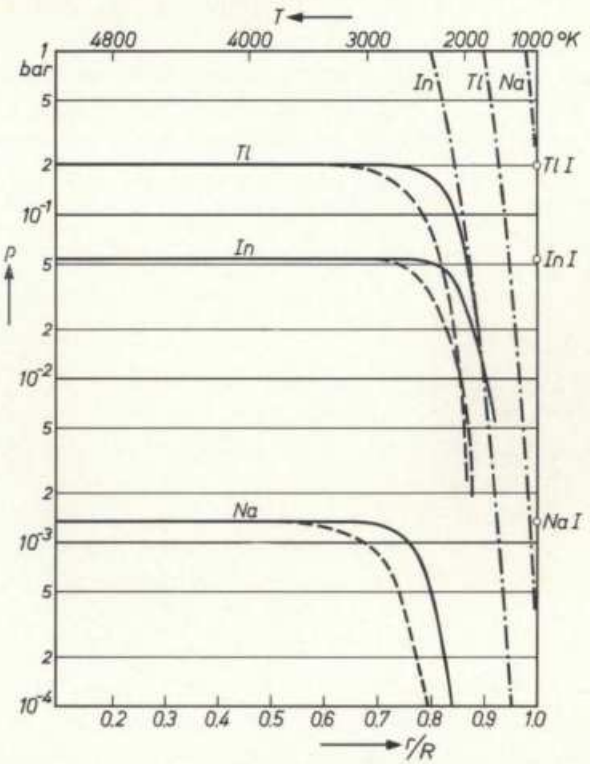


Fig. 7. De partiële drukken van Na, Tl en In in de HPI-lamp als functie van de temperatuur (boven uitgezet), en als functie van r/R, d.i. het quotiënt van de afstand tot de as en de straal van de buis (beneden uitgezet). De partiële drukken zijn berekend voor een jodiumdampdruk van 10 (getrokken lijn) en van 100 millibar (gestippelde lijn). In de grafiek zijn tevens uitgezet de verzadigingsdampdrukken van de drie genoemde elementen (punt-streeplijn). Indien de elementen als zodanig, dus niet als jodide, worden geïntroduceerd, kan de partiële druk niet hoger worden dan de verzadigingsdampdruk corresponderend met de laagste temperatuur van de lamp. Nemen we hiervoor de wandtemperatuur van 1000 °K, dan lezen we uit de figuur af dat Tl en In (Na *niet*) een aanzienlijk hogere druk in het centrum verkregen hebben door ze in de vorm van jodiden te introduceren. Een ander belangrijk punt is, na te gaan of de curven van de verzadigingsdruk en de druk van het als jodide geïntroduceerde element elkaar snijden. Een snijden van de curven betekent dat het als jodide geïntroduceerde element bij een temperatuur beneden die van het snijpunt boven de verzadigingsdruk komt. In dat geval zal er een vloeibare faze optreden en kan het beoogde doel niet bereikt worden. Het curvenverloop lijkt er op te wijzen dat dit ongewenste verschijnsel zich voordoet bij In. In de praktijk heeft dit zich echter niet als een complicatie geopenbaard. In elk geval kunnen uitgaande van deze gemaakte berekeningen maatregelen genomen worden die het optreden van deze situatie voorkomen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

$p_I = 10$ millibar dicht bij elkaar liggen, blijkt dat de berekende partiële metaaldampdrukken niet erg afhankelijk zijn van de partiële jodiumdampdrukken en dat dus op deze wijze een goed beeld van de samenstelling van het dampmengsel in de HPI-lamp is verkregen.

In fig. 7 zijn eveneens de krommen getekend van de verzadigingsdampdrukken van de metalen, zoals die corresponderen met de op elke plaats heersende temperatuur. Men ziet dat bijna alle berekende metaaldampdrukken beneden de verzadigingswaarden blijven en dus mogelijk zijn. Alleen met In zou men moeilijkheden vrezen, omdat de curve voor de partiële In-dampdruk behorende bij $p_I = 10$ millibar de curve voor de verzadigingsdampspanning van vrij In snijdt, zij het scherend, en dat maakt de situatie wat onzeker. Indien de curven elkaar inderdaad zouden snijden, zal in het gebied rechts van het snijpunt vloeibaar In condenseren. Dit limiteert de waarde van de partiële In-druk die in de kern kan worden opgebouwd. In dit dubieuze geval heeft de praktijk ons echter bij de toepassing van In gerustgesteld. De beschouwing geeft echter wel aan dat indien een hogere dampdruk van In verlangd mocht worden, het dissociatie-evenwicht meer aan de kant van het jodide dient te liggen, wat dan te verwezenlijken is door voor een grotere jodiumdampdruk zorg te dragen.

Er moet ter wille van de volledigheid gewezen worden op het feit dat eveneens reacties van jodium met de elektrodes optreden. De aan deze reacties verbonden problematiek is gecompliceerd en in feite nog niet zover opgelost dat een bespreking gerechtvaardigd zou zijn. We willen volstaan met op te merken dat wolfraamelektrodes in de meeste typen jodidelampen resistent zijn gebleken tegen jodiumdamp en dus weinig jodium aan de gasatmosfeer onttrekken.

Samenvatting. Beschreven wordt een gasontladingslamp waarin elementen als Li, Na, Tl, In, Ga en Pb met hoog rendement tot emissie gebracht worden, door ze in de vorm van jodiden te introduceren. De lamp wordt uitgevoerd als hogedruklamp waarbij kwik als stootgas fungeert, d.w.z. dat het kwik de ontlading onder hoge druk en hoge temperatuur helpt onderhouden maar vrijwel niet deelneemt aan excitatie- en ionisatieprocessen. De als jodiden geïntroduceerde elementen waren niet als zodanig toe te passen omdat ze óf te weinig vluchtig óf te agressief zijn. Door variatie van de (betrekkelijk geringe) concentraties der jodiden kan men de spectrale verdeling van de uitgezonden straling binnen zekere grenzen regelen, en zo tot een optimaal rendement komen voor uiteenlopende toepassingen. Gemaakt zijn o.m. lampen voor wegverlichting (HPI-lampen), met Na, Tl en In als stralingsproducenten, projectielampen waarbij ook nog de rode stralingsemissie van Li is gebruikt om de kleurweergave te verbeteren (CSI-lampen), gekleurde lampen voor slaglicht (floodlight: geelrood met Na, groen met Tl en blauw met In), stralingsbronnen voor fotochemische processen (met Ga en Pb) en voor het pompen van lasers (met Tl), en spectraallampen. Tot slot worden nog enige onderzoekingen besproken die zijn verricht aan de HPI-lamp.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Snelle logicaschakelingen met gering energieverbruik

A. Slob

Logicaschakelingen worden op enorme schaal toegepast in computer- en telecommunicatiesystemen, in meet- en regelapparatuur enz. De fabricage ervan heeft zich als vanzelf in de richting van standaardisatie en rationalisatie bewogen [*]. Een onderzoek betreffende de basisschakelingen heeft nu aangetoond dat door een betrekkelijk eenvoudige kunstgreep een zeer belangrijke verbetering kan worden bereikt, die met name het pad zal helpen effenen voor de allerwegen nagestreefde „integratie-in-het-groot".

De ontwikkelingsgang van de logicaschakelingen, die b.v. bij de bouw van rekenmachines zo'n grote rol spelen, wordt grotendeels beheerst door een streven naar *snelheid* en *economie*. Dat een streven naar grotere snelheid moet leiden tot kleinere afmetingen (kortere looptijden), zal duidelijk zijn. Het streven naar een economische fabricage leidt ertoe de conventionele bouwwijze te vervangen door geïntegreerde schakelingen, die minder bewerkingen per schakeling vereisen. Dit is de laatste jaren duidelijker geworden naarmate men de processen beter leerde beheersen en dus de uitval bij de fabricage van geïntegreerde schakelingen geringer werd. In de geïntegreerde schakeling, met name in de kristalschakeling, wordt tevens het summum van reductie van afmetingen bereikt.

De volgende stap in deze ontwikkeling is de „integratie-in-het-groot" („large scale integration"), waarbij een aantal elementaire schakelingen op één kristalplaatje (een „chip") worden aangebracht — een mogelijkheid die wederom te danken is aan de verbetering van de opbrengst van de fabricageprocessen. Bij een goede indeling van het te bouwen digitale systeem in „modules", die op één kristalplaatje zijn onder te brengen, kan men bereiken dat het aantal in- en uitvoeren voor één plaatje ten opzichte van het aantal interne verbindingen zo klein mogelijk wordt. Dit heeft dan een minimum aan soldeerverbindingen en daarmee een hogere betrouwbaarheid tot gevolg.

Bij integratie-in-het-groot denkt men thans b.v. aan 100 of meer logische basisschakelingen per kristalplaatje. Dit stuit echter nog af o.a. op de warmteontwikkeling. De tegenwoordig bekende en toegepaste logische basisschakelingen met zeer korte schakeltijden hebben een dissipatie van ca. 60 mW. Indien men de kristalplaatjes niet speciaal wil koelen, mogen ze hoogstens $\frac{1}{4}$ W per plaatje dissiperen. Dit heeft tot gevolg dat men hooguit vier van de gangbare basisschakelingen per plaatje kan toelaten. Misschien kan men door goede koeling dit getal nog wat opvoeren, maar men is dan toch nog ver af van het gestelde doel.

Het zoeken is dus naar schakelingen die wat de snelheid betreft minstens vergelijkbaar zijn met de bestaande, doch die minder dissipatie vertonen. Van belang hiervoor is dat de schakeling slechts weinig elementen bevat, en voorts dat de „slag" waarmee de schakeling werkt, d.i. het spanningstraject tussen de beide logische niveaus, kleiner is dan tot dusver. Hierdoor kan de voedingsspanning evenredig en daarmee de dissipatie kwadratisch met de slag verkleind worden.

De schakelingen die wij in dit artikel willen beschrijven voldoen in hoge mate aan deze wensen. Het uitgangspunt is in feite een in ander verband al veel gebruikte schakeling, de Schmitt-trigger. Het blijkt dat, bij een geschikt gekozen dimensionering, de toepassing van deze schakeling een drastische verkleining van de slag mogelijk maakt. Hier zal worden aangetoond dat de slag niet meer dan 200 mV behoeft te bedragen, hetgeen tot een dissipatie van slechts 3 à 4 mW leidt, bij schakeltijden van enkele nanoseconden. Dit is een aanzienlijke verbetering ten opzichte van bestaande schakelingen.

A. Slob, medewerker van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

[*] Zie b.v. E. J. van Barneveld, Digitale bouwstenen, en C. Slofstra, Het toepassen van digitale bouwstenen in industriële apparatuur, Philips techn. T. **28**, 48-61, 1967 (no. 2), en **29**, 19-33, 1968 (no. 1).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De basisschakeling

Voor de basisschakeling, die uitgebreid kan worden tot diverse typen logicaschakelingen, gaan wij uit van de verschilversterker van *fig. 1*, waarbij wij nog ter vereenvoudiging de weerstand R_1 met de voedingsspanning in serie idealiseren tot een stroombron I. Deze bekende schakeling heeft de eigenschap dat (bij vaste V_r) de transistor *1* geleidt als $V_0 \gg V_r$, terwijl

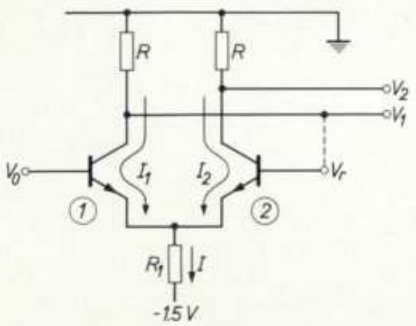


Fig. 1. Schakeling van twee transistors (verschilversterker, zg. „long-tailed pair") als basisschakeling voor de hier besproken toepassingen. Het essentiële hieraan is dat mee-koppeling wordt toegepast, nl. door V_r gelijk te maken aan V_1.

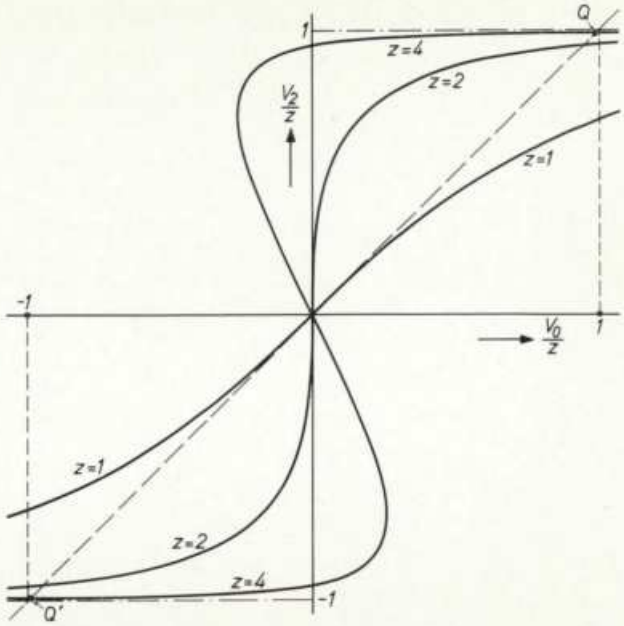


Fig. 2. Geïdealiseerde karakteristieken voor de basisschakeling van fig. 1. Al naar gelang van de keuze van de parameter z (helft van de „theoretische slag") verkrijgt men verschillende typen van krommen.

transistor *2* geleidt als $V_0 \ll V_r$. In het eerste geval heeft de V_1-uitgang een lage spanning ($= -IR$) en de V_2-uitgang een hoge spanning ($= 0$), terwijl in het tweede geval de situatie omgekeerd is. De spanningsvariatie die op deze manier op een uitgang optreedt, en die IR bedraagt, zullen wij de „theoretische slag" noemen. Het blijkt nu dat wij een betrouwbare werking bij een *kleine slag* kunnen verkrijgen door „meekoppeling" toe te passen: wij gebruiken als basisspanning V_r van de tweede transistor de spanning V_1. (De zo ontstane schakeling komt in feite overeen met een Schmitt-trigger[1].) In dit geval kunnen wij, met een aantal vereenvoudigende onderstellingen, voor het verband tussen in- en uitgangsspanningen de hieronder aangegeven betrekking afleiden. De betrekking krijgt de eenvoudigste vorm als wij alle spanningen rekenen ten opzichte van een niveau $-\frac{1}{2}IR$, d.i. halverwege de slag. De uitgangsspanningen V_1 en V_2 zijn dan elkaars tegengestelden, dus $V_1 = -V_2$. Voorts drukken wij alle spanningen uit in de eenheid kT/q (kT/q heeft de dimensie van een spanning; k constante van Boltzmann, T absolute temperatuur, q lading van het elektron), die bij kamertemperatuur ca. 25 mV bedraagt. De betrekking luidt dan, als we nog de afkorting $z = \frac{1}{2}IR$ (eveneens uitgedrukt in bovengenoemde eenheid) invoeren:

$$\frac{V_0}{z} = \frac{1}{z} \ln\left(\frac{1 + V_2/z}{1 - V_2/z}\right) - \frac{V_2}{z}.$$

Het verband tussen V_0 en V_2 is in *fig. 2* voor enkele waarden van z (d.i. de halve slag) weergegeven. Men ziet dat voor $z > 2$ de krommen een stuk met negatieve helling vertonen. De schakeling is hier labiel. Neemt de ingangsspanning af, uitgaande van Q (zie *fig. 3*), dan zal bij het passeren van het punt P_a de uitgangsspanning plotseling omslaan van $V_2(P_a)$ in $V_2(P_b)$. Een dergelijk labiel stuk is zeer bevorderlijk voor een goede discriminatie tussen „laag" en „hoog"

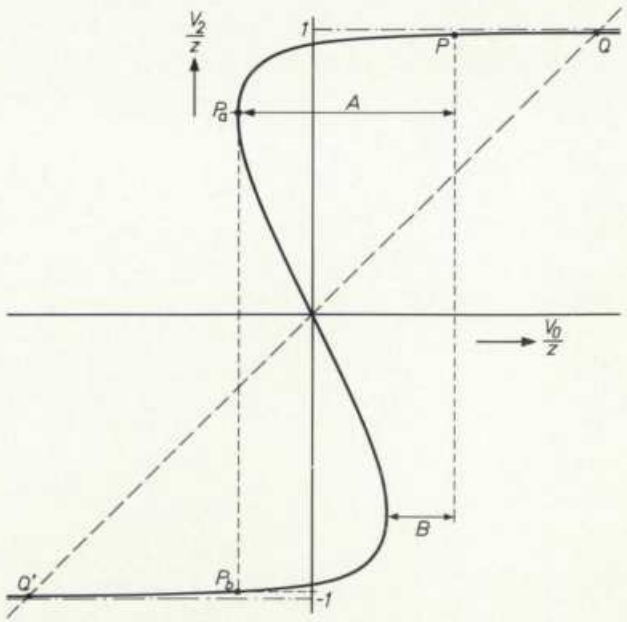


Fig. 3. Voor de storingen die bij een willekeurig instelpunt P optreden bestaan twee kritieke waarden, A en B.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

niveau aan de uitgang, en hieraan is het dan ook te danken dat de slag zeer klein kan zijn. Hoe groot deze precies moet zijn, d.w.z. welk exemplaar uit de verzameling krommen van fig. 2 het best gekozen kan worden, zullen wij nu afleiden.

Storingsmarge

De genoemde keuze wordt bepaald door een beschouwing over de geboden „marge" voor stoorspanningen op de ingang.

Bezien wij in fig. 3 de instelling in een willekeurig punt P, dan zijn twee kritieke waarden voor storingen te onderscheiden:

1) Storingen die maken dat het punt P ongewenst wordt verlaten; hierbij is A de waarde die niet mag worden overschreden.
2) Storingen waardoor het punt P, komend van het lage niveau, niet zou kunnen worden bereikt; dit treedt op bij storingen groter dan B.

Denken wij ons nu een lange keten van identieke schakelingen waarbij hetzelfde niveau steeds moet worden doorgegeven. Wij denken bij elk een identieke storingsbron $-m$. Bedraagt de ingangsspanning voor de eerste schakeling $V_0(Q_1)$ (zie *fig. 4*), dan vindt men

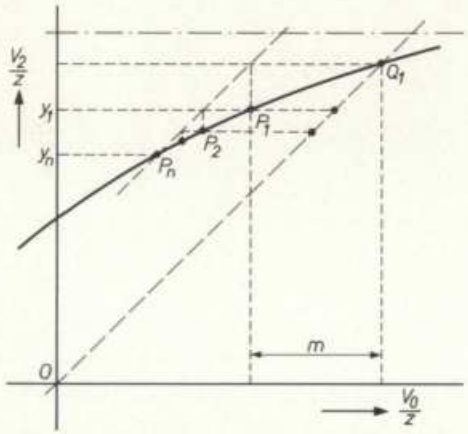


Fig. 4. Invloed van identieke storingen (ter grootte m) in een lange keten van logische schakelingen, waarbij telkens de uitgangsspanning V_2 van een schakeling als ingangsspanning van de volgende fungeert.

ten gevolge van de storing niet $V_2(Q_1)$ als uitgangsspanning, maar y_1, overeenkomend met een instelpunt P_1. Nemen wij deze waarde over als ingangswaarde (met behulp van de lijn OQ_1, daar immers V_2 de ingangswaarde V_0 voor de volgende schakeling is) en voorzien wij deze weer van hetzelfde storingsbedrag $-m$, dan levert dit het instelpunt P_2 voor de tweede schakeling op. Hieruit volgt dat, bij de keten van aan elkaar gekoppelde schakelingen, het uiteindelijke instelpunt P_n wordt gevonden als snijpunt van de beschouwde kromme met een lijn die evenwijdig aan OQ_1 op een horizontale afstand m loopt. Hoewel een dergelijke lange keten van gelijke schakelingen in de praktijk misschien niet gauw zal voorkomen, treedt een dergelijke situatie op als de schakeling ten behoeve van het realiseren van geheugenelementen in zichzelf wordt teruggekoppeld, waarbij dan de storingsbron m zich in de terugkoppelweg bevindt.

Hieruit volgt dat de maximale storing die een schakeling net niet doet omslaan wordt gevonden met behulp van een raaklijn onder 45° aan de bijbehorende kromme (zie *fig. 5*). Dit levert $m_0 = P_nQ_n$ als bedrag

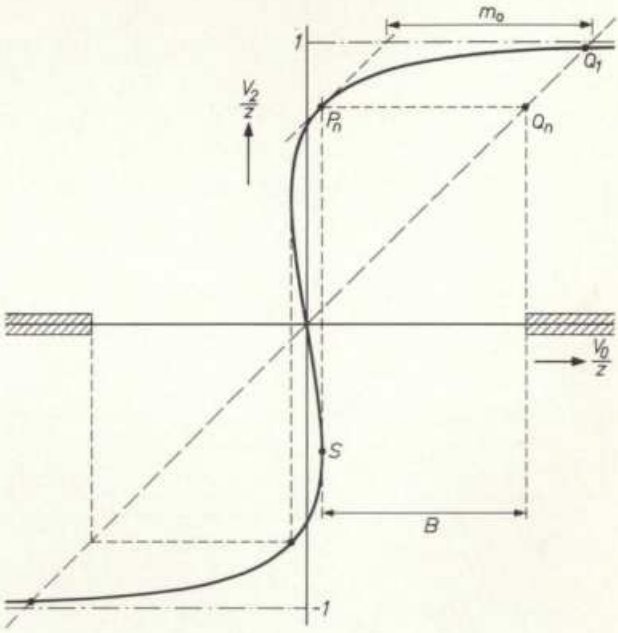


Fig. 5. Optimale vorm van de karakteristiek voor de basisschakeling. De top S van de kromme en het punt P_n met helling 1 moeten loodrecht boven elkaar liggen. De maximale storingsmarge bedraagt $m_0 = P_nQ_n$.

van de maximale storing, en het gearceerde gebied van de V_0-as als toegestaan gebied van ingangswaarden. Anderzijds moet, om het punt Q_n vanuit het lage niveau te kunnen bereiken, het gebied B in fig. 3 en 5 niet kleiner dan P_nQ_n zijn. Men komt zo tot de eis: de top S van de kromme en het punt P_n met 45°-raaklijn moeten verticaal onder elkaar liggen, opdat de beide typen storingsmarges gelijk en tevens zo groot mogelijk zijn. Hierdoor wordt de parameter z, d.i. de halve slag, vastgelegd. Men vindt $z = 2{,}47$. Hierbij behoren voor S, Q_1 en Q_n respectievelijk de waarden $V_0/z =$ 0,06, 0,985 en 0,77, zodat $P_nQ_n = 0{,}71$, in eenheden kT/q. Hiermede zouden wij dus voor de „theoretische slag" RI een bedrag vinden van $2 \times 2{,}47 \times kT/q$ of ongeveer 125 mV; de storingen mogen ca. 35% bedragen van de theoretische slag.

[1] Zie b.v. G. Klein en J. J. Zaalberg van Zelst, Instrumentele elektronica, Philips Techn. Bibliotheek, Eindhoven 1966, blz. 379.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De hierboven gegeven afleidingen waren geïdealiseerd; het blijkt echter dat ook in de werkelijkheid de situatie maar weinig anders is. Men meet b.v. aan een schakeling in de praktijk als gunstigste waarde $z = 4$ (zie hiervoor de karakteristieken in *fig. 6* voor de V_1- en de V_2-uitgang), d.w.z. een slag van ongeveer 200 mV.

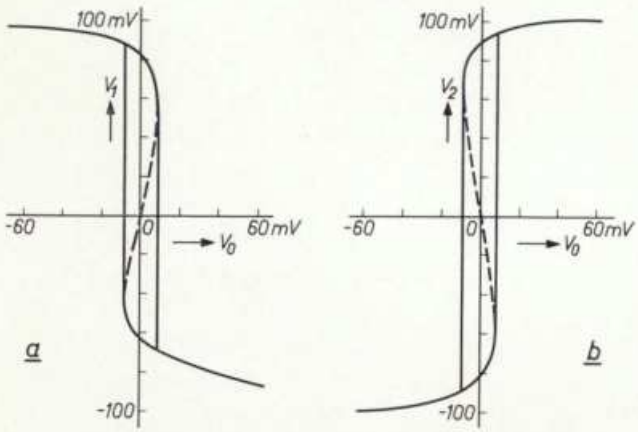


Fig. 6. Gemeten karakteristieken *a*) voor V_1 (NOR-uitgang) en *b*) voor V_2 (OR-uitgang).

Daarbij is in Q_n de waarde van $V_0/z \approx 0{,}90$ voor de „V_2"-uitgang en ca. 0,80 voor de „V_1"-uitgang, en in S is $V_0/z \approx 0{,}10$, terwijl $m \approx 0{,}70$, zodat de storingsmarge eveneens ca. 35% van de totale slag bedragen kan. Een storingsmarge van een dergelijk bedrag lijkt onnodig groot maar moet gedeeltelijk ook gebruikt worden voor het opvangen van toleranties in voedingsspanningen, weerstanden en transistors. Bovendien gelden de getallen voor een onbelaste schakeling en maakt een belasting de situatie eveneens minder gunstig.

Rekening houdend met een aantal ontwerpcriteria waarop wij hier niet willen ingaan, komt men tot een bedrag van 1,5 V als geschikte voedingsspanning.

De totale *dissipatie* van de schakeling volgt nu na het vaststellen van de voor de stijgtijd gunstigste stroomwaarde, die hier 2 à 3 mA bedraagt. Het produkt van de stroom en de voedingsspanning bedraagt dan 3 à 4 mW. Hierbij zijn schakeltijden van 2 tot 5 ns gemeten.

Dat de onderzijden van de krommen in fig. 6 een wat verschillend gedrag vertonen, ligt aan de gemeenschappelijke weerstand R_1 (fig. 1), die de aangenomen stroombron vervangt. Daardoor worden bij het geleiden van transistor *1* ingangsvariaties nog voor een zeker bedrag aan de uitgang V_1 doorgegeven.

Toepassingen van de basisschakeling

Op verschillende wijzen kan de beschreven basisschakeling nu worden toegepast en uitgebreid.

a) Schakeling met meer ingangen.

Fig. 7 geeft een voorbeeld van dezelfde schakeling met meer ingangen. Het aanwezig zijn van een hoge

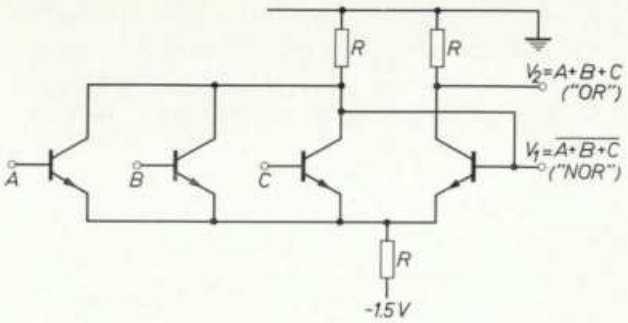


Fig. 7. De basisschakeling toegepast als NOR/OR-schakeling voor hoge spanningen (d.i. in „positieve logica").

spanning op één der punten A, B of C is al voldoende om V_1 een lage en V_2 een hoge waarde te geven. De schakeling is dus een NOR/OR-schakeling voor hoge spanningen, waarbij V_1 de NOR-uitgang en V_2 de OR-uitgang is.

b) Drempellogica.

Bij drempellogica wordt het hebben van een hoge spanning aan de uitgang bepaald door het hoog zijn van minstens k uit n ingangen, zoals door het bloksymbool van *fig. 8* wordt gesuggereerd.

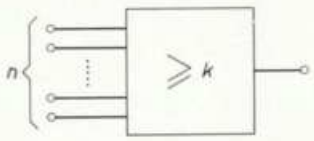


Fig. 8. Bloksymbool voor een drempellogicaschakeling. De schakeling geeft een „1" af wanneer k of meer van de n ingangen een „1" toevoeren.

Voor $k = 1$ komt de schakeling overeen met een òf-schakeling; voor $k = 2$ en $n = 3$ is de schakeling belangrijk voor het vormen van de overdracht bij een binaire optelling. Immers, hier treedt een overdracht op als onder de op te tellen cijfers a en b en de inkomende overdracht c twee of meer enen voorkomen. In het schema van *fig. 9* zijn vier basisschakelingen volgens fig. 1 toegepast. De eerste drie hebben de weerstand van 75 Ω als gemeenschappelijke collectorweerstand, waardoor op het punt C ongeveer $\frac{1}{3}\times$ de som van de drie uitgangsspanningen ontstaat ($75/220 \approx \frac{1}{3}$), die als ingang voor de vierde schakeling dient. Deze weerstand brengt de eigenlijke drempel teweeg. Immers, stromen $2 \times I$ of $3 \times I$ zullen dank zij de weerstand van 75 Ω het punt C onder het omklappunt houden, terwijl een stroom $1 \times I$ of $0 \times I$ het punt C daarboven zal brengen.

Met de huidige technieken is de hier besproken schakeling goed realiseerbaar.

c) „Geklokt" geheugenelement (*fig. 10*).

We verbinden de uitgang V_2 van de basisschakeling aan de ingang V_0 (ter wille van een elegantere figuur zijn de transistors andersom getekend). Bovendien wordt

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

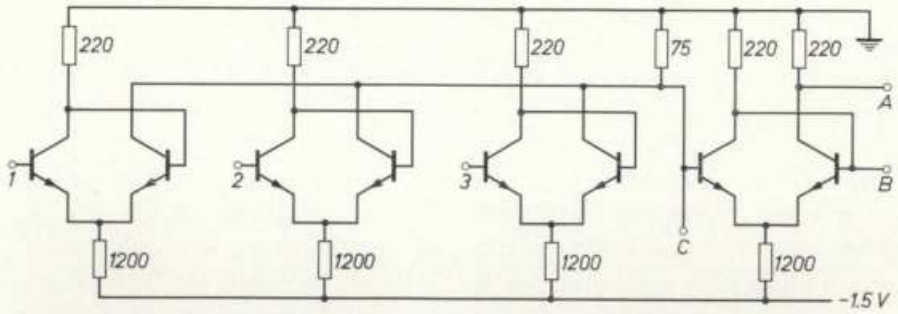


Fig. 9. De basisschakeling gebruikt bij drempellogica. De schakeling geeft op A een hoge spanning zodra twee of meer der ingangen *1*, *2* en *3* een hoge spanning voeren (overdrachtvorming bij binaire optelling).

een extra paar transistors D_1, D_2 aangebracht om de schakeling van buiten af te beïnvloeden. Doordat nu in de schakeling de uitgangsspanning V_2 gelijk is aan de ingangsspanning V_0, stelt de schakeling zich in op een der punten Q of Q' van de karakteristiek van fig. 3. De schakeling kent daardoor slechts twee stabiele toestanden: V_2 hoog en V_1 laag, of omgekeerd. Het geheel werkt dus als een geheugenelement. Welke van de beide stabiele toestanden aangenomen wordt, kan beïnvloed worden door de ingangstransistors D_1 en D_2.

Als een der transistors D_1 of D_2 tot geleiden wordt gebracht, wordt aan de desbetreffende tak in de basisschakeling stroom onttrokken. Dit werkt precies zo als de storingsbron die bij de bespreking van de storingsmarge werd ingevoerd. Hieruit volgt dat de stroom I_D, die door een ingangstransistor moet worden geleverd om de schakeling te doen omslaan, gegeven wordt door I_D = (storingsmarge)/R. De situatie is nu zo dat de stroom I_D slechts tijdens de aanwezigheid van een positieve „klokimpuls" op de basis van transistor K kan vloeien. De transistors D_1 en D_2 hebben nl. een hogere emissorspanning wanneer K niet geleidend is. Daardoor is de schakeling alleen gevoelig voor de ingangen D_1 en D_2 als K geleidt, d.w.z. als de basisspanning van K hoog is. Men heeft dus een „geklokt" geheugenelement.

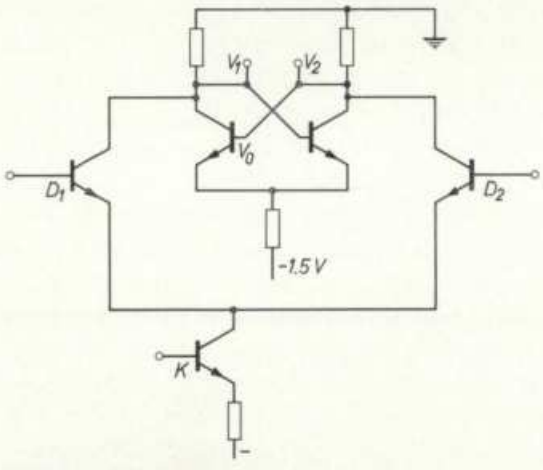


Fig. 10. De basisschakeling als „geklokt" geheugenelement. De schakeling kent twee stabiele toestanden. Welke toestand wordt ingenomen, kan beïnvloed worden door het geleidend maken van een der ingangstransistors D_1 of D_2. Het geheel is zo ingericht dat de transistors D_1, D_2 slechts werkzaam kunnen zijn wanneer, tijdens een positieve „klokimpuls", transistor K geleidt.

De spanningen voor K liggen hierbij wel op een ander niveau dan die voor D_1 en D_2, maar dat doet er hier niet veel toe. Het hier beschreven geheugenelement leent zich uitstekend voor gebruik in schuifregisters en geheugenmatrices in volledig geïntegreerde uitvoering.

Verwacht kan worden dat de hier geschetste mogelijkheden reeds spoedig in allerlei uitvoeringsvormen van „integratie-in-het-groot" tot toepassing zullen komen.

Samenvatting. Een schakeling die in wezen overeenkomt met de zg. Schmitt-trigger kan als basis voor logicaschakelingen worden gebruikt, met als voordeel dat bij een zeer kleine logische slag toch een goede discriminatie wordt verkregen. Daardoor is de dissipatie gering, b.v. 3 à 4 mW, zodat men talrijke logische functies op één kristalplaatje van een geïntegreerde schakeling kan onderbrengen, terwijl de schakelingen toch hoge snelheden toestaan, b.v. schakeltijden van 2 tot 5 ns. Daar de schakelingen bovendien relatief weinig componenten bevatten, wordt de weg geëffend voor „integratie-in-het-groot".

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Magneetmateriaal met een $(BH)_{max}$ van 18,5 miljoen gauss oersted

De bruikbaarheid van een materiaal voor permanente magneten wordt in eerste instantie bepaald door zijn demagnetisatiekromme, die de resulterende inductie B bij toenemende ontmagnetiserende veldsterkte H aangeeft, en met name door de maximale waarde die het produkt BH bij het doorlopen van deze kromme bereikt. Markante etappes in de wedloop naar steeds hogere waarden van $(BH)_{max}$ waren de ontwikkeling van het wolfraamstaal in 1900 (met $(BH)_{max} = 0{,}34 \times 10^6$ gauss oersted), het kobaltstaal in 1917 ($0{,}90 \times 10^6$), „Ticonal" II [*] in 1936 ($1{,}80 \times 10^6$), „Ticonal" G in 1938 ($5{,}0 \times 10^6$), „Ticonal" GG in 1949 ($8{,}3 \times 10^6$), het ondanks zijn kostbaarheid wel eens toegepaste platinakobalt (vanaf 1936 geleidelijk opgevoerd tot $10{,}5 \times 10^6$ in 1960) en „Ticonal" XX in 1956 ($11{,}0 \times 10^6$) [1]. Naderhand heeft men met het laatstgenoemde materiaal een waarde van $13{,}4 \times 10^6$ G Oe bereikt [2].

Bij het zoeken naar nog betere magneetmaterialen kan men zich laten leiden door de gedachte dat hiervoor zowel hoge waarden van de verzadigingsmagnetisatie als van de coërcitiefkracht gewenst zijn. Deze combinatie kan men aantreffen bij intermetallische verbindingen van kobalt en de zeldzame aarden. Met name de verbinding $SmCo_5$ van kobalt met samarium heeft sinds korte tijd de aandacht getrokken [3] [4]. We willen hier enkele resultaten bespreken die bij recente experimenten in onze laboratoria met dit materiaal zijn verkregen.

De atomen van de meeste zeldzame aardmetalen (algemeen symbool R) bezitten dank zij de ongepaarde elektronen in de niet-opgevulde 4f-schil een eigen magnetisch moment, dat in het algemeen een veelvoud bedraagt van dat van een kobaltatoom. Van een intermetallische verbinding zoals RCo_5 kan men derhalve een hoge waarde van de verzadigingsmagnetisatie verwachten indien de magnetische momenten van de R- en de Co-atomen „ferromagnetisch koppelen", d.w.z. zich onderling evenwijdig oriënteren. Dit is bij de lichtere zeldzame aardmetalen inderdaad het geval.

Anderzijds hebben de verbindingen RCo_5 een hexagonale kristalstructuur met een buitengewoon grote kristalanisotropie; de voorkeursrichting van de magnetische momenten van R en Co is doorgaans de c-as. Het anisotropieveld H_A, d.i. de veldsterkte die nodig is om de magnetische momenten in een stand loodrecht op hun voorkeursrichting te brengen, bedraagt voor $SmCo_5$ 290×10^3 oersted. Zijn de deeltjes van het materiaal klein genoeg, zodat zij geen beweeglijke Bloch-wanden bevatten, die door hun verschuiving een relatief gemakkelijke ontmagnetisering mogelijk maken, dan zou de coërcitiefkracht ($_IH_c$) theoretisch de bovengenoemde enorme waarde kunnen bereiken.

Bij permanente magneten met $SmCo_5$ als uitgangsmateriaal zou, dank zij deze combinatie van eigenschappen, theoretisch een produkt $(BH)_{max}$ van 23×10^6 gauss oersted mogelijk zijn, d.i. veel hoger dan bij vrijwel alle andere verbindingen uit de RCo_5-reeks.

Bij onze eerste proeven met deze verbinding konden wij waarden van 8×10^6 G Oe bereiken [4]. Het uitgangsmateriaal voor de magneetlichamen werd verkregen door Sm en Co in een beschermende atmosfeer samen te smelten, de smelt te verpulveren en dan het $SmCo_5$-poeder langdurig te malen (o.a. ter verkleining van de deeltjes, zie boven). Hierna werd het poeder gemengd met een binder, vervolgens gericht in een magnetisch veld en geperst. De binder waarborgt o.a. dat de oriëntatie van de $SmCo_5$-deeltjes en daarmee van hun moment gefixeerd blijft.

Dat het produkt $(BH)_{max}$ hierbij nog ver beneden de theoretisch mogelijke waarde bleef, kon voor een deel worden toegeschreven aan de grote porositeit van het door persen verkregen magneetlichaam: de relatieve dichtheid (vergeleken met massief materiaal) is slechts 70%. De bekende methodes om harde poeders verder te verdichten blijken voor de verbindingen RCo_5 niet te voldoen. Sinteren b.v. vereist een verhitting van de poedermassa; hierdoor gaan de permanentmagnetische eigenschappen sterk achteruit.

Door toepassing van een nieuwe perstechniek zijn wij er nu in geslaagd $SmCo_5$-deeltjes samen te voegen tot een magneetlichaam met een relatieve dichtheid van 95%. Bovendien bleek een verbetering in de eigenschappen van het poeder zelf mogelijk. Het produkt $(BH)_{max}$ van de aldus verkregen magneet heeft de ongekend hoge waarde van $18{,}5 \times 10^6$ gauss oersted.

De toegepaste techniek kan in grote trekken als volgt worden beschreven. Het uitgangsmateriaal is weer het

[*] „Ticonal", gedeponeerd merk.

[1] A. I. Luteijn en K. J. de Vos, Philips Res. Repts. **11**, 489, 1956. Voor een overzicht zie H. J. Meerkamp van Embden, De ontwikkeling der permanente magneten in vogelvlucht, Philips techn. T. **19**, 23-25, 1957.
[2] P. A. Naastepad, Z. angew. Phys. **21**, 104, 1966.
[3] K. Strnat, G. Hoffer, J. Olson, W. Ostertag en J. J. Becker, J. appl. Phys. **38**, 1001, 1967 (no. 3).
[4] W. A. J. J. Velge en K. H. J. Buschow, J. appl. Phys. **39**, 1717, 1968 (no. 3).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

gemalen $SmCo_5$-poeder. De korreltjes ondergaan nu echter na het malen een behandeling in een vernikkelbad, hetgeen een gunstige invloed op de waarde van de coërcitiefkracht en de remanentie blijkt te hebben. De coërcitiefkracht stijgt erdoor tot $15{,}8 \times 10^3$ Oe. In een magneetveld van 30×10^3 Oe wordt dit poeder gehoog is. Indertijd blonk het ferroxdure uit door zijn grote coërcitiefkracht, waardoor het aanleiding gaf tot het uitwerken van ongewone, platte, voor allerlei doeleinden zeer gunstige constructies. De coërcitiefkracht van het beschreven nieuwe magneetmateriaal is nog aanzienlijk groter, en zelfs zo groot dat men alleen met

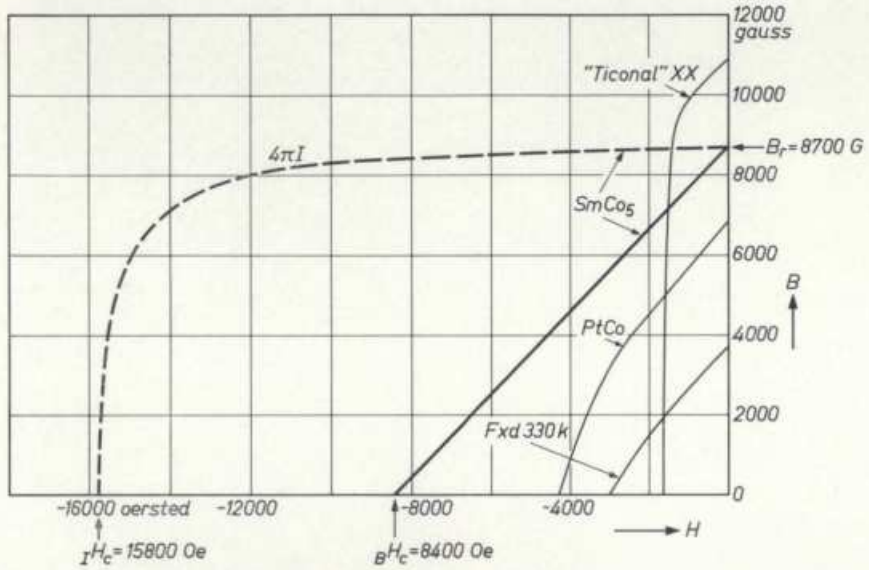


Fig. 1. Inductie B (getrokken lijn) en magnetisatie $4\pi I$ (gestippelde lijn) van de beschreven magneet van $SmCo_5$ als functie van de ontmagnetiserende veldsterkte H. Ter vergelijking zijn dun getrokken ook de B-H-krommen voor „Ticonal" XX, Ferroxdure 330 k en platinakobalt getekend.

richt en vervolgens geperst tot een blokje, dat bij napersen onder een hydrostatische druk van 10 kilobar de dichtheid van 70% bereikt. Het blokje wordt nu in een loden huls gepakt en aan een hydrostatische druk van 20 kilobar onderworpen: de dichtheid stijgt tot 82%. Door opvoeren van de druk komt men dan nauwelijks meer verder, maar geeft men nu het blokje binnen het drukvat een geringe uni-axiale plastische vervorming, dan neemt de relatieve dichtheid nog sterk toe, tot ruim 95%. Essentieel is daarbij dat de evenwijdige oriëntering van de poederdeeltjes bij het hele proces nagenoeg niet blijkt te worden aangetast.

De demagnetisatiekromme van een aldus vervaardigde magneet is afgebeeld in *fig. 1*. Ter vergelijking zijn in dezelfde grafiek de krommen getekend voor „Ticonal" XX, voor het keramische magneetmateriaal Ferroxdure 330 k en voor platinakobalt. Men ziet dat het nieuwe materiaal zich onderscheidt door het feit dat zowel de remanentie B_r als de coërcitiefkracht zeer grote laboratoriummagneten erin slaagt een dergelijk materiaal te ontmagnetiseren.

Wat de bruikbaarheid voor de praktijk betreft, zal nog afgewacht moeten worden of het lukt ook de overige eigenschappen van het nieuwe materiaal, met name de stabiliteit, aan de eisen aan te passen.

K. H. J. Buschow
W. Luiten
P. A. Naastepad
F. F. Westendorp

Dr. K. H. J. Buschow, ir. W. Luiten en ir. F. F. Westendorp, medewerkers van Philips' Natuurkundig Laboratorium; ir. P. A. Naastepad, medewerker van het Metallurgisch Laboratorium, Philips' Hoofdindustriegroep P.M.F. (Philite- en Metaalwarenfabriek), Eindhoven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Ontmagnetiseren van een kleurenbeeldbuis

In beeldbuizen voor kleurentelevisie van het thans gebruikelijke type (schaduwmaskerbuizen) wordt het beeld op het scherm geschreven door drie elektronenbundels. De rood, groen en blauw fluorescerende fosforstippen zijn alternerend op het scherm aangebracht op zodanige wijze dat, dank zij de werking van het schaduwmasker, elk der drie bundels door hun onderlinge hoekverschillen slechts één soort stippen kan treffen.

Reeds geringe hoekafwijkingen van de bundels, die veroorzaakt kunnen worden door storende magneetvelden, brengen dan echter kleurfouten in het beeld met

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

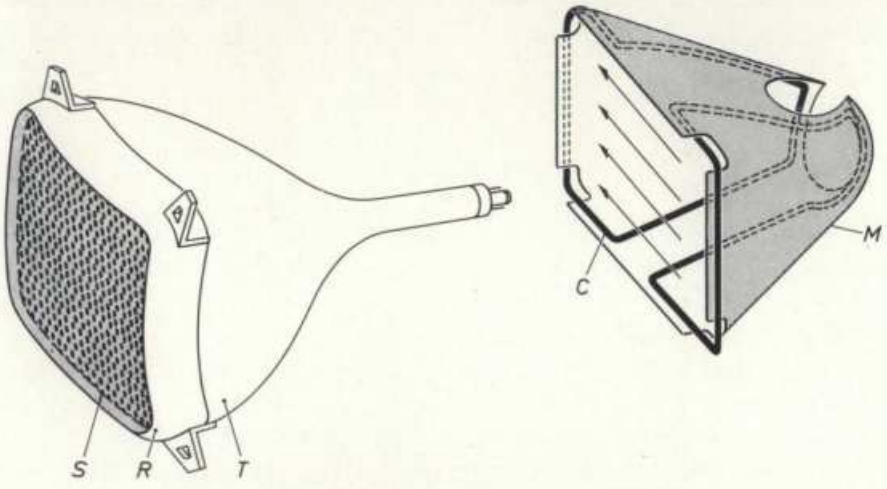
www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

zich mee. Uitwendige storende velden, met name het magnetisch veld van de aarde, worden onschadelijk gemaakt door de mantel en de versterkingsband die de buis en het scherm omsluiten (resp. *M* en *R* in de tekening) en die daartoe, evenals het schaduwmasker (*S*) zelf, van magnetisch zacht materiaal gemaakt zijn. Om de effectieve permeabiliteit van dit materiaal zo groot mogelijk te maken resp. om een eventuele remanentie ervan, die zèlf kleurfouten zou kunnen veroorzaken, te elimineren, moet het materiaal echter volledig worden *ontmagnetiseerd*.

Na de fabricage van de buis moet voor het toetsen van de verkregen beeldkwaliteit eerst de genoemde ontmagnetisering plaatsvinden. Hiertoe gebruikt men een grote magneetspoel, die ter plaatse van de buis een wisselveld opwekt, terwijl na korte tijd de spoel langzaam van de buis weg wordt bewogen. De werker geniet daarbij van het hier weergegeven fraaie schouwspel van kleurpatronen, die de verstoorde elektronenbundels op het scherm tekenen. Is het veld weggenomen en is volledige ontmagnetisering bereikt, dan ziet men het scherm egaal gekleurd.

Bij het maken van deze kleurenfoto vormde de vereiste belichtingstijd geen probleem: doordat beeld- en veldfrequentie gelijk zijn (50 Hz), staat bij gefixeerde spoel ook het kleurenpatroon stil.

Met de éénmalige ontmagnetisering is de kous nog niet af. Na elke verplaatsing van de ontvanger ten opzichte van het magnetisch veld van de aarde of blootstelling aan voorbijgaande stoorvelden kunnen remanente magnetisaties merkbaar worden, die men weer moet opheffen. Met name is dit ook het geval als de ontvanger reeds in de huiskamer is geplaatst, waar stoorvelden door allerlei huishoudelijke apparaten kunnen worden veroorzaakt. Een oplossing hiervoor is gevonden in een ontmagnetiseringswikkeling (*C* in de figuur), die op de in de tekening aangeduide wijze om de buis van elke ontvanger is gelegd en die iedere keer als men het toestel inschakelt met een sterke stroom uit het lichtnet wordt bekrachtigd. Deze stroom zakt automatisch binnen enkele seconden — dus nog vóór het televisiebeeld zichtbaar wordt — tot een zo kleine waarde dat het beeld er niet meer door wordt beïnvloed. Men heeft dit op elegante wijze gerealiseerd met behulp van een PTC-weerstand [1], die in de voedingsleiding van de genoemde wikkeling is geschakeld en die aanvankelijk een zeer geringe, na korte tijd door de optredende verwarming een zeer grote weerstand vertoont.



[1] Over PTC-weerstanden, zie E. Andrich en K. H. Härdtl, Philips techn. T. **26**, 285, 1964/65.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De Philips elektronenmicroscoop EM 300

C. J. Rakels, J. C. Tiemeijer en K. W. Witteveen

In de ontwikkeling van de Philips elektronenmicroscopen kan men twee parallellopende lijnen aanwijzen: er is steeds gestreefd naar een verbetering van het scheidend vermogen en tegelijk naar een verbetering van de inrichting en de vormgeving, zodat de gebruiker zo gemakkelijk, efficiënt en geriefelijk mogelijk met het instrument zou kunnen werken. Met de nieuwste Philips microscoop, de EM 300, is op beide wegen een aanzienlijke stap vooruit gezet.

Inleiding

De reeks door Philips in de loop der jaren in de handel gebrachte elektronenmicroscopen, de EM 100, de EM 75 en de EM 200 [1], is kort geleden voortgezet met een nieuw instrument, de EM 300. Deze microscoop onderscheidt zich van de andere in de eerste plaats door een nog beter scheidend vermogen (minder dan 5 Å). Ook is de EM 300 eenvoudiger te bedienen dan zijn voorgangers, en bij de inrichting en de vormgeving ervan is in nog sterkere mate dan voorheen rekening gehouden met het gerief van de gebruiker. Er is een groot aantal op elkaar afgestemde hulpstukken ontwikkeld, zodat men zonder extra-voorzieningen zeer verschillende soorten onderzoek met de microscoop kan uitvoeren. Het beeld kan, behalve op het gebruikelijke fluorescerende scherm, ook zichtbaar gemaakt worden op een televisiescherm [2]. De vergroting kan in 31 gekalibreerde stappen gevarieerd worden van 220× tot 500 000×; het gebied van mogelijke vergrotingen overlapt dus ten dele dat van de lichtmicroscoop.

Zoals uit *fig. 1* blijkt, is de microscoopbuis van de nieuwe elektronenmicroscoop verticaal geplaatst, juist als bij de EM 200 en de EM 75. Deze opstelling is uit het oogpunt van stabiliteit, van gemakkelijke bereikbaarheid van de bedieningsknoppen, van gemakkelijk aanbrengen van hulpstukken en ook van gemakkelijk onderhoud het gunstigst gebleken. De linker zijkast bevat de hoogspanningsgenerator. In de rechter zijkast bevinden zich de gevoelige elektronische schakelingen, zoals de stabilisatieschakeling voor de hoogspanning en de lensstromen, alsmede diverse hulpschakelingen. Het vacuümsysteem heeft een plaats gevonden in het middendeel, achter de voetenruimte. Dit middendeel, dat de microscoopbuis draagt, is ter wille van de mechanische stabiliteit zeer zwaar uitgevoerd en steunt afzonderlijk op de vloer, onafhankelijk dus van de twee zijkasten.

In de, met drie kijkvensters uitgeruste, projectiekamer bevindt zich ter hoogte van het tafelblad het reeds genoemde fluorescerende scherm. Dit kan weggeklapt worden om de elektronen toegang te verlenen tot een platencamera of tot een opneembuis voor televisie („Plumbicon"[*] buis), in het laatste geval eventueel met tussenschakeling van een beeldversterker. Behalve met de platencamera kan men ook opnamen maken met twee typen rolfilmcamera's.

De elektronische schakelingen zijn alle transistorschakelingen. Enkele ervan zijn voorzien van waterkoeling. Alle schakelingen bevinden zich in uitneembare kasten van uniform model. De bedieningsknoppen die men niet regelmatig nodig heeft, bevinden zich op uitschuifbare panelen, direct onder het tafelblad (*fig. 2*); het tafelblad zelf is geheel vrij.

Het vacuümsysteem onderscheidt zich onder meer hierin dat het automatisch werkt en dat men de voorvacuümpomp, als een voldoend hoog vacuüm bereikt is, urenlang kan afzetten. Door dit laatste wordt een belangrijke bron van trillingen en lawaai geëlimineerd. Het vacuüm is beter en wordt sneller bereikt dan bij de voorgangers van de EM 300. Door de aanwezigheid van een aantal vacuümsluizen is het verwisselen van de gloeidraad, van fotografische platen of films en van het preparaat mogelijk zonder dat lucht toegelaten behoeft te worden tot de gehele microscoopbuis.

Ir. C. J. Rakels, J. C. Tiemeijer en ir. K. W. Witteveen, medewerkers van Philips' Hoofdindustriegroep PIT (Produkten voor Industriële Toepassing), Eindhoven.

[*] Gedeponeerd merk voor televisiecamerabuizen.

[1] De elektronenmicroscoop EM 100 is beschreven door A. C. van Dorsten, H. Nieuwdorp en A. Verhoeff, Philips techn. T. **12**, 33, 1950, de EM 75 door A. C. van Dorsten en J. B. le Poole, Philips techn. T. **17**, 42, 1955.

[2] Zie P. H. Broerse, A. C. van Dorsten en H. F. Premsela, Philips techn. T. **29**, 302, 1968 (no. 10).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Fig. 1. De Philips elektronenmicroscoop EM 300.

Ook het maken van fotografische opnamen is zeer gemakkelijk geworden. Het film- en platentransport geschiedt door middel van motoren, en ook is de EM 300 uitgerust met een belichtingsmeter die zo is ingericht dat het maken van opnamen te vergelijken is met het fotograferen met een semi-automatisch fototoestel: de belichting is goed wanneer de operator de sluitertijd of de stroomdichtheid op het scherm zodanig heeft ingesteld dat de wijzer van een paneelmeter in het midden van de schaal staat. Wil men na elkaar van een zelfde object een gewone en een diffractie-opname maken, dan behoeft slechts één knop te worden bediend, de zg. functieschakelaar.

Een belangrijke eigenschap van de nieuwe microscoop is dat alle delen van de elektronenoptiek afzonderlijk gecentreerd kunnen worden. Daardoor kunnen

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

verschuivingen van het beeld in het beeldvlak, b.v. ten gevolge van variatie van de bekrachtiging van de lenzen, tot een minimum worden gereduceerd.

Het zeer goede scheidend vermogen van de EM 300 wordt geïllustreerd door *fig. 3*. Het is, behalve aan de reeds genoemde mechanische stabiliteit, te danken aan een zeer goede stabilisatie van lensstromen en hoogspanning, aan een geringe gevoeligheid voor uitwendige magneetvelden en in het bijzonder aan de uiterst korte brandpuntsafstand van de objectieflens (1,6 mm). Het belang van dit laatste komt nog ter sprake in het volgende hoofdstuk, waarin de beeldvorming en de elektronenoptische factoren die het scheidend vermogen bepalen, behandeld zullen worden. De overige hoofdstukken zijn gewijd aan een aantal technische bijzonderheden van de microscoop alsmede aan enige hulpstukken.

Fig. 2. De bedieningsknoppen die men regelmatig nodig heeft bevinden zich binnen handbereik boven het tafelblad, de andere op uitschuifbare panelen eronder.

Elektronenoptiek en scheidend vermogen

In *fig. 4a* zijn de voornaamste elektronenoptische onderdelen geschetst die zich in de microscoopbuis bevinden. Dat zijn, behalve een aantal diafragma's, van boven naar beneden: het elektronenkanon, twee condensorlenzen, de objectieflens, de zg. diffractielens, de tussenlens en de projectielens. In totaal zijn er dus zes lenzen, alle elektromagnetisch. Het preparaat bevindt zich ongeveer in het bovenste brandvlak van de objectieflens. Als versnelspanning kan worden gekozen 20, 40, 60, 80 of 100 kV.

Het kanon en de twee condensorlenzen vormen samen het „verlichtingssysteem". De eerste condensorlens C_1 is een sterke lens, waarvan de bekrachtiging gevarieerd kan worden. De minimale brandpuntsafstand is 1,5 mm. Deze lens maakt van de elektronenbron een verkleinde afbeelding, waarvan de diameter

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

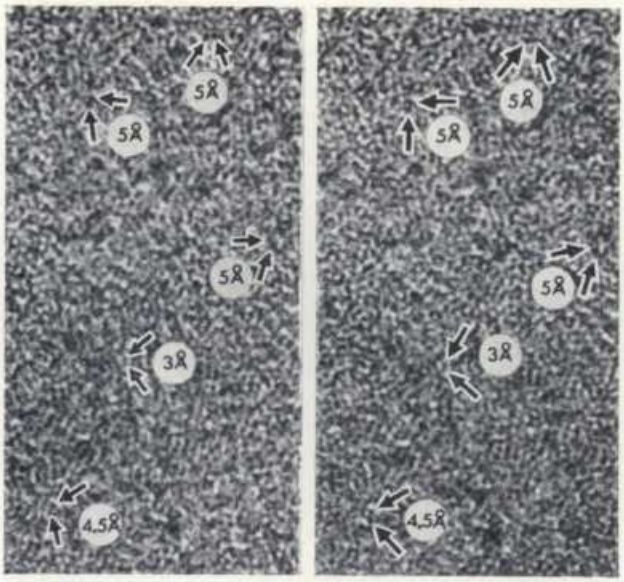


Fig. 3. Twee opnamen van hetzelfde object, waarbij details met een onderlinge afstand van 5 Å onderscheiden kunnen worden. Uit het feit dat men op beide opnamen hetzelfde ziet, blijkt dat het geen korrels van de fotografische emulsie zijn.

zonder vergroting op het preparaat wordt afgebeeld, of dicht daarbij; meestal iets boven het preparaat, omdat bij deze instelling de verlichtingsapertuur zeer klein wordt, wat in bepaalde gevallen wenselijk is (zie hieronder).

Door variatie van de sterkte van de beide condensorlenzen kan men de grootte van de „lichtvlek" die op het preparaat valt, alsmede de intensiteit (stroomdichtheid) ervan binnen wijde grenzen regelen (*fig. 5*). Dit heeft belangrijke voordelen, die men bij een verlichtingssysteem met één condensorlens mist [3]. In de eerste plaats heeft men de mogelijkheid de lichtvlek bijna even klein te maken als het te onderzoeken deel van het preparaat en dit niet sterker te belichten dan nodig is. De thermische belasting van het preparaat kan dus zo klein mogelijk gehouden worden. In de tweede plaats worden er, als de lichtvlek klein is, weinig elektronen verstrooid in delen van het preparaat die men niet wenst af te beelden, wat de beeldkwaliteit ten goede komt. In de derde plaats heeft men, naarmate de op het preparaat vallen-

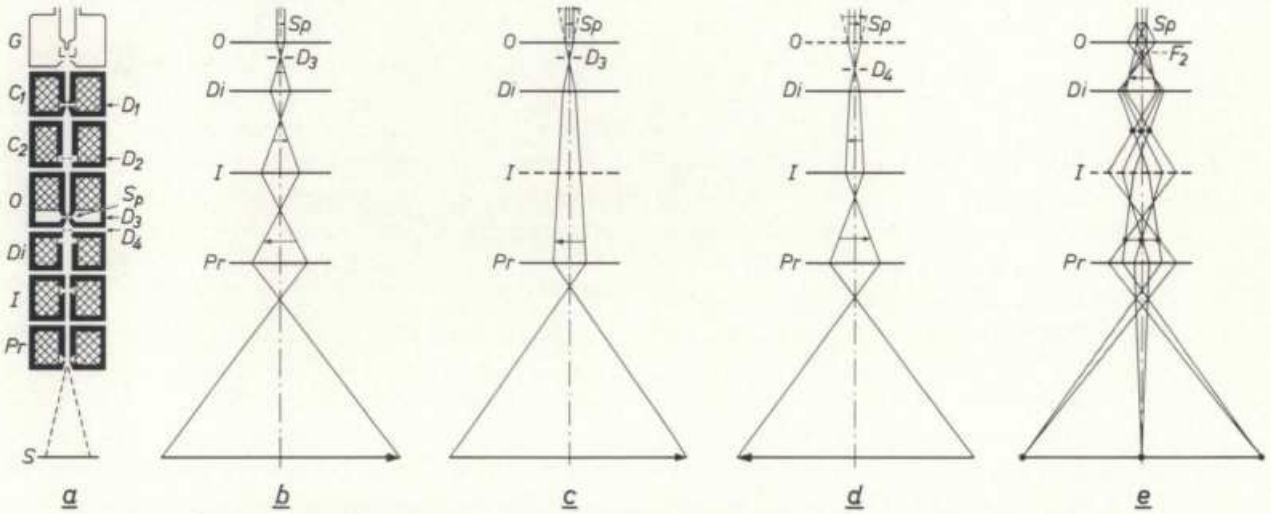


Fig. 4. *a*) Bouw (schematisch) van de microscoopbuis. *G* emissiekamer met elektronenkanon. C_1 eerste condensorlens. C_2 tweede condensorlens. *O* objectieflens. *Sp* preparaat. *Di* diffractielens. *I* tussenlens. *Pr* projectielens. *S* fluorescerend scherm. D_1 en D_2 condensordiafragma's. D_3 objectiefdiafragma. D_4 selectiediafragma.
b) Stralengang bij normaal gebruik (grote vergrotingen). De tussenlens en de diffractielens zijn beide ingeschakeld.
c) Stralengang bij middelmatige vergrotingen. Het objectief maakt een virtueel beeld van het object. De tussenlens is uitgeschakeld.
d) De diffractielens als objectief gebruikt (zeer kleine vergrotingen, voor afzoeken van een preparaat). In het getekende geval is de objectieflens zwak bekrachtigd.
e) Elektronendiffractie. De diffractielens beeldt in het voorwerpsvlak van *Pr* nu niet het object af, maar het brandvlak F_2 van het objectief. De tussenlens kan desgewenst ook uitgeschakeld worden.

bij de sterkste bekrachtiging ongeveer 0,3 μm is (voor de meeste toepassingen zal men niet de sterkste bekrachtiging gebruiken, maar een waarbij de genoemde diameter tussen 5 en 1 μm ligt). De tweede condensorlens C_2 is een betrekkelijk zwakke lens, waarvan de bekrachtiging eveneens gevarieerd kan worden. Deze lens wordt zo ingesteld dat het door C_1 gevormde beeld de stroom zwakker is, minder last van verontreiniging van de microscoop en van ladingseffecten.

Het preparaat kan, behalve op de normale wijze, ook *scheef* worden verlicht (donkerveldverlichting). De

[3] Zie voor een bespreking van de voordelen van een condensor met twee lenzen: S. Leisegang, Proc. 3rd int. Conf. on El. Micr., Londen 1954.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

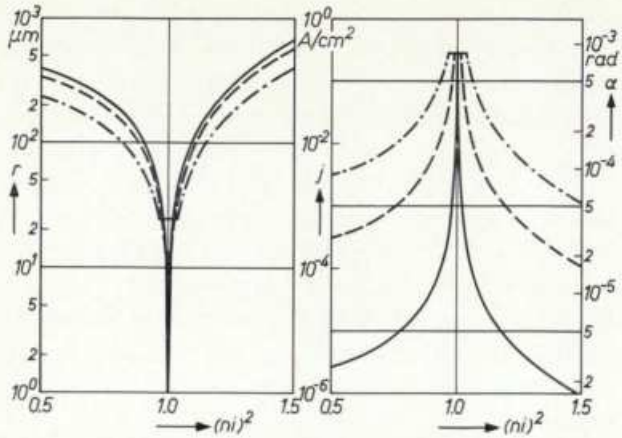


Fig. 5. *a*) Verloop van de straal r van de lichtvlek op het preparaat met de bekrachtiging van C_2 bij constante bekrachtiging van C_1 (*ni* is aantal ampèrewindingen; willekeurige eenheden) en bij constante diameter van de condensordiafragma's.
b) Idem voor de apertuur α en de stroomdichtheid j in het preparaatvlak; deze curven vallen bij geschikte keus van de ordinaatschaal samen. De getrokken curven gelden voor een sterke bekrachtiging van C_1, de streeplijnen voor een zwakke. De punt-streeplijnen worden gevonden wanneer C_1 is uitgeschakeld.
Bij variatie van de sterkte van C_1, terwijl C_2 gefocusseerd blijft, verandert wel de grootte van het verlichte deel van het preparaat maar niet de apertuur en de stroomdichtheid. Deze kunnen slechts verkleind worden door C_2 te defocusseren.

grootste waarde die men kan kiezen voor de hoek tussen de as van de bundel en de optische as van de microscoop bedraagt niet minder dan 5° (d.i. voor elektronen van 100 keV de hoek tussen de doorgaande bundel en de eerste afgebogen bundel bij diffractie door een lijnenrooster met een roosterconstante van ca. 0,4 Å).

De optische bijzonderheden van het volgende onderdeel, de objectieflens, die van groot belang zijn voor de kwaliteit van de afbeelding en het scheidend vermogen, zullen we nog uitvoerig behandelen. Hier volstaan we met op te merken dat ook deze lens in sterkte gevarieerd kan worden, dat de spoel *boven* het preparaat is geplaatst en dat dit laatste zich *in* het magneetveld van de lens bevindt (immersieobjectief).

De diffractielens, die betrekkelijk zwak is en een wijde boring heeft, alsmede de tussenlens kunnen eveneens beide in sterkte gevarieerd worden. Door deze beide lenzen, hetzij samen hetzij afzonderlijk, als tussenlens te laten fungeren, is het mogelijk het gehele vergrotingsgebied te bestrijken zonder dat de projectielens in sterkte gevarieerd behoeft te worden [4]. Voor sterke en zeer sterke vergrotingen (groter dan 20000×) wordt de combinatie gebruikt die in fig. 4*b* geschetst is, voor middelgrote (4000 tot 20000×) die van fig. 4*c* en voor kleine die van fig. 4*d*. In het laatste geval fungeert in feite de diffractielens als (niet-immersie-)objectief; een dergelijk gebruik van de diffractielens zou niet goed mogelijk zijn wanneer het preparaat zich boven de spoel van de objectieflens bevond, omdat de afstand van het preparaat tot de lens dan te groot zou zijn.

Bij het gebruik op de wijze van fig. 4*b*, waarbij dus zowel de diffractie- als de tussenlens is ingeschakeld, wordt de vergroting gevarieerd door variatie van de sterkte van de tussenlens. (De sterkte van de objectieflens wordt ook enigszins gevarieerd om het beeld scherp te houden.) De diffractielens is steeds ingesteld op zijn maximumsterkte. Bij gebruik volgens fig. 4*c* is de tussenlens uitgeschakeld en wordt de vergroting gevarieerd met behulp van het objectief en de diffractielens. Zoals men ziet, maakt het objectief hier een virtueel beeld van het object. Dit beeld, dat zich met toenemende vergroting naar boven verplaatst, wordt door de diffractielens afgebeeld in het voorwerpsvlak van de projectielens. Bij gebruik volgens fig. 4*d* wordt meestal de objectieflens zwak bekrachtigd om te bereiken dat de elektronenbanen de optische as snijden ter plaatse van het selectiediafragma D_4. Dit kan dan als objectiefdiafragma fungeren, zodat ook bij deze wijze van gebruik van de microscoop een goed contrast verkregen kan worden. De objectieflens wordt niet bekrachtigd als het preparaat zich niet in een magneetveld mag bevinden of alleen in een veld waarvan de sterkte nauwkeurig bekend is [5]. Dankzij de in fig. 4 *a* t/m *d* geschetste inrichting en wijze van gebruik is de distorsie van het vergrote beeld dat men met de EM 300 verkrijgt zelfs bij de zwakste vergrotingen gering. In fig. 4*e*, ten slotte, is een stralengang geschetst waarbij de microscoop wordt gebruikt als apparaat voor elektronendiffractie-opnamen.

Het scheidend vermogen

Het scheidend vermogen van de EM 300 wordt in hoofdzaak bepaald door de objectieflens. De minder fundamentele factoren die invloed hebben op het scheidend vermogen, zoals de mechanische en de elektrische stabiliteit, komen bij de nieuwe microscoop op de tweede plaats. Hieronder volgen daarom enige opmerkingen over de mate waarin het scheidend vermogen beïnvloed wordt door de voornaamste lensfouten: de sferische aberratie, de chromatische aberratie en het astigmatisme.

De chromatische aberratie kan niet buiten beschouwing gelaten worden omdat een elektronenbundel in een elektronenmicroscoop nooit volkomen mono-energetisch kan zijn: direct buiten het kanon is er reeds een energiespreiding ten gevolge van het feit dat de elektronen worden vrijgemaakt door thermische emissie, in het gebied waar de banen elkaar kruisen worden de snelheden beïnvloed door fluctuaties in de ruimtelading (Boersch-effect) en ten slotte is de snelheidsvermindering die de elektronen in het preparaat ondergaan niet voor alle dezelfde. Zelfs bij een elektronenmicroscoop die elektrisch volmaakt stabiel zou zijn, zou de chromatische aberratie wegens deze effecten niet buiten beschouwing mogen blijven [6].

Iedere rotatiesymmetrische magnetische lens is behept met een positieve sferische aberratie, d.w.z. voor

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de randstralen is de brandpuntsafstand kleiner dan voor de paraxiale stralen. Bruikbare middelen om een lens voor deze fouten te corrigeren, zijn tot nu toe helaas niet gevonden. Wel kan men de sferische aberratie minimaliseren door een gunstige keus te doen voor de afstand en de boring van de poolschoenen en vooral voor de bekrachtiging van de lens. Dit minimum is lager naarmate de brandpuntsafstand van de lens kleiner is. Dit is de eerste reden om, ter verkrijging van een goed scheidend vermogen, de brandpuntsafstand van de objectieflens zo klein mogelijk te kiezen.

De chromatische aberratie van een elektronenlens is eveneens geringer naarmate de brandpuntsafstand kleiner is. De zg. chromatische-aberratieconstante C_c (zie hieronder) van de EM 300 bedraagt dan ook slechts 1,3 mm. Dit betekent dat alleen de spreiding in de energie der elektronen ten gevolge van het passeren van een relatief dik preparaat het benaderen van het theoretisch scheidend vermogen in de weg staat. Bij onderzoek van een *dun* preparaat (b.v. een koolvlies van 20 nm) verliest slechts een klein deel der elektronen energie in het preparaat.

Ware alleen de sferische aberratie aanwezig en ware de situatie in een elektronenmicroscoop geheel analoog aan die in een lichtmicroscoop — in het bijzonder wat de verlichting van het object betreft —, dan zou men volgens de klassieke wijze van behandelen (Rayleigh) voor het theoretisch scheidend vermogen bij een versnelspanning van 100 kV de waarde 2,3 Å (0,23 nm) vinden.

In de lichtoptica zijn de klassieke beschouwingen over het scheidend vermogen de laatste decennia aangevuld met de theorie van de contrastoverbrenging, waarin gewerkt wordt met contrastoverbrengingsfuncties en -krommen. Sedert enkele jaren wordt deze wijze van behandelen ook toegepast op elektronenlenzen [7], en in het volgende zullen wij dat eveneens doen. Daarbij zal blijken dat de zojuist genoemde waarde voor het scheidend vermogen dicht benaderd kan worden; maar ook dat de interpretatie van het beeld van een object met details van de orde van grootte van enkele Å een gecompliceerde zaak is.

We zullen nu nagaan hoe de overbrenging van een in het object aanwezig contrast beïnvloed wordt door de sferische aberratie, door defocussering van de microscoop en, via de chromatische aberratie, door fluctuaties in de hoogspanning en de lensstromen.

We beschouwen een bundel stralen die uitgaat van het eerste brandpunt. Bij afwezigheid van lensfouten zou het bolvormige golffront van de bundel bij het passeren van de lens overgaan in een plat vlak. Door de lensfouten is er echter een zekere afwijking, de zg. golfaberratie Δ, die afhangt van de plaatscoördinaat (radiusvector) r_b in het beschouwde vlak en van de plaats van dat vlak. (Voor objectpunten die wèl in het eerste brandvlak liggen, maar buiten de optische as, vindt men bij een bepaalde r_b andere waarden van Δ, maar deze complicatie mag in een elektronenmicroscoop verwaarloosd worden, omdat de objecten relatief klein zijn.) Nemen we alleen de sferische aberratie in aanmerking, dan geldt voor de golfaberratie in het tweede brandvlak van de lens $\Delta(r_b) = -Ar_b^4$. Bevindt het objectpunt zich niet exact in het eerste brandpunt, dan komt daar nog een term Br_b^2 bij, waarin B afhangt van de afstand Δz_F van beide punten, de zg. defocussering. De totale golfaberratie is dan:

$$\Delta(r_b) = -Ar_b^4 + Br_b^2. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

In *fig. 6* is deze functie voor het objectief van de EM 300 grafisch weergegeven, zowel voor het geval $B = 0$ als voor vier gevallen waarin er een zekere defocussering is. De golfaberratie Δ is uitgedrukt in de golflengte van elektronen van 100 keV (0,037 Å). Onder de grafiek vindt men een tweede absciss schaal, waarin als maat voor r_b is gekozen de lijnafstand (roosterconstante) d van een sinusrooster dat elektronenstraling van 100 keV over een zodanige hoek afbuigt dat de afgebogen bundel in het tweede brandvlak juist op een afstand r_b van de optische as gefocusseerd wordt.

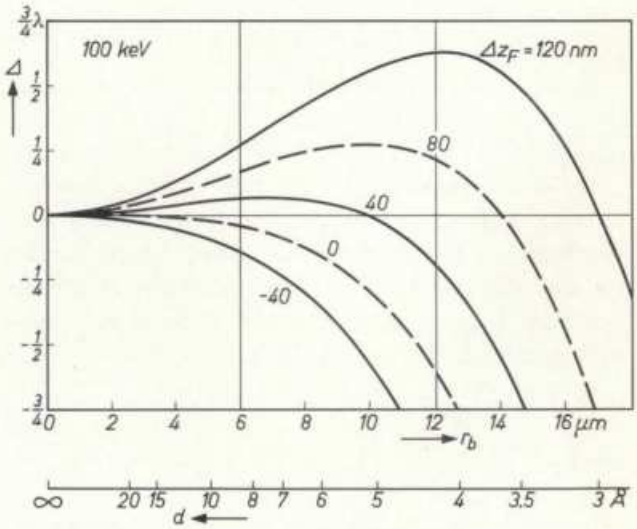


Fig. 6. De door sferische aberratie en defocussering veroorzaakte golfaberratie Δ in het tweede brandvlak van het objectief als functie van de radiusvector r_b voor een elektronenbundel van 100 keV, komend uit het eerste brandpunt F_1 of uit een op de optische as gelegen punt dat daar een afstand Δz_F vandaan ligt.

[4] Op de voordelen die men kan verkrijgen door naast het objectief en de projectielens een derde vergrotende lens te gebruiken is het eerst gewezen door J. B. le Poole, Philips techn. T. **9**, 33, 1947.

[5] Zie b.v. H. B. Haanstra en H. Zijlstra, Philips techn. T. **29**, 227, 1968 (no. 7).

[6] Zie het tweede der aangehaalde artikelen [1].

[7] Zie b.v. K.-J. Hanszen, Naturwiss. **54**, 125, 1967.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Met behulp van de krommen van fig. 6 kan men direct vinden welke invloed de sferische aberratie en de defocussering hebben op het diffractiebeeld dat men van een bepaald rooster in het tweede brandvlak verkrijgt, en daarmee tevens een indruk verkrijgen van de onvolkomenheden die het vergrote beeld op het scherm zal vertonen. Men kan een object immers beschouwen als een samenstel van allerlei faze- en amplituderoosters met verschillende roosterconstante. (Een object is een fazerooster als de uittredende golf overal dezelfde amplitude (intensiteit) heeft, maar plaatselijk in faze verschilt.) Bij een defocussering nul vertoont b.v. de afgebogen bundel van een amplituderooster met $d = 5{,}3$ Å een golfaberratie van $-\frac{1}{4}\lambda$. Dit betekent dat dit rooster wordt afgebeeld als een fazerooster, d.w.z. dat de roosterstructuur op het scherm in het geheel niet te bespeuren valt. Is het object daarentegen een fazerooster, dan wordt het afgebeeld met maximaal contrast. Door de sferische aberratie is de structuur van het fazerooster, die bij een ideale afbeelding verborgen zou blijven, waarneembaar geworden.

Gaat men na met welk contrast amplitude- en fazeroosters worden weergegeven die een andere roosterconstante hebben, en verenigt men de verkregen gegevens in een grafiek, dan heeft men de zg. contrastoverbrengingskrommen. Voor de EM 300 vindt men die in *fig. 7*. Uit deze figuur blijkt nog duidelijker dan uit de vorige dat er geen enkele instelling is waarbij de fijnste roosterstructuren ($d < 10$ Å) alle tegelijk waarneembaar zijn. Zo worden bij een defocussering van 120 nm amplituderoosters met een roosterconstante $d = 3$ Å en $3{,}5 < d < 6{,}5$ Å met goed contrast weergegeven, maar die waarvan d in de buurt van 3,25 en van 9 Å ligt niet. Het gunstigst in dit opzicht is de instelling waarbij de defocussering 40 nm bedraagt. Voor fazestructuren is dit 80 nm. We merken nog op dat er vele preparaten zijn (in het bijzonder biologische) die slechts zeer zwakke amplitudecontrasten opleveren. Het optreden van fazecontrasten kan bij het onderzoek van dergelijke preparaten in plaats van een stooreffect een hulpmiddel zijn.

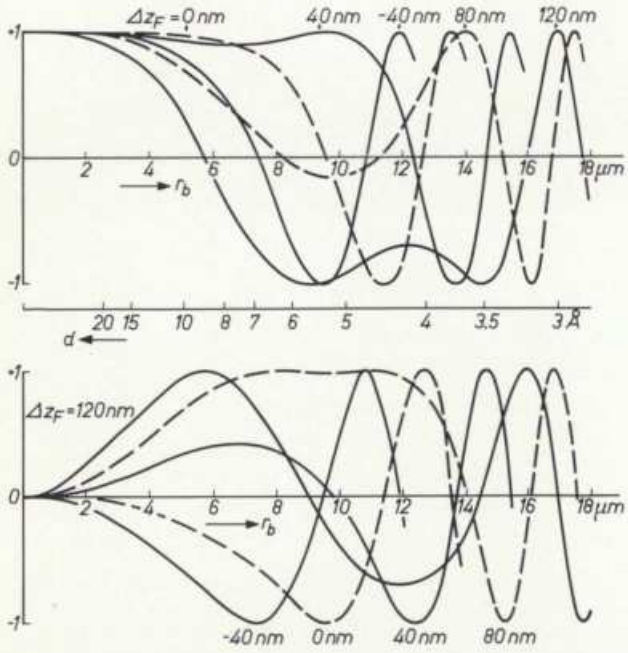


Fig. 7. Contrastoverbrengingskrommen van het objectief van de EM 300, afgeleid uit de curven van fig. 6, boven voor amplitude- en beneden voor fazeroosters. De schaal in het midden geeft de met r_b corresponderende roosterconstante d.

Uitgaande van het bovenstaande kan men vinden aan welke eisen van stabiliteit de versnelspanning V_0 en de bekrachtigingsstroom I van de objectieflens moeten voldoen om de invloed van de fluctuaties in I en V_0 op het scheidend vermogen voldoende klein te maken. De verplaatsing δz die het brandpunt ondergaat onder invloed van variaties δV_0 en δI wordt gegeven door:

$$\delta z_F = C_c\{(\delta V_0/V_0) - 2(\delta I/I)\}. \quad . \; . \quad (2)$$

De grootheid C_c is de reeds hierboven genoemde chromatische-aberratieconstante. Nu kan men afleiden dat het contrast afneemt tot 90% als in de waarnemingsperiode (d.i. maximaal 1 minuut) de golfaberratie Δ zich beweegt tussen $+\frac{1}{4}\lambda$ en $-\frac{1}{4}\lambda$ en alle waarden in gelijke mate voorkomen. Kiest men dit als criterium, dan volgt uit de golfaberratiekrommen welke variatie in de defocussering toelaatbaar is, en vervolgens uit (2) met welke relatieve variatie van V_0 en I dit bij een bepaalde waarde van d correspondeert (*tabel I*). Nu is voor de EM 300 het relatieve verloop in V_0 kleiner dan 5×10^{-6} per minuut en dat van I kleiner dan $2{,}5\times10^{-6}$ per minuut. Hieruit volgt dat het verloop in I en V_0 bij de EM 300 het bereiken van het theoretisch scheidend vermogen inderdaad niet of nauwelijks in de weg staat.

Tabel I. Maximumafwijking in de versnelspanning V_0 en de lensstroom I waarbij een fazeobject met periodieke structuur (roosster) met roosterconstante d nog met een goed contrast wordt afgebeeld.

d (Å)	$\delta V_0/V_0 - 2\,\delta I/I$
10	110×10^{-6}
5	26×10^{-6}
4	17×10^{-6}
3	$9{,}7\times10^{-6}$
2,3	$5{,}7\times10^{-6}$

Wil voor de invloed van het astigmatisme van de objectieflens hetzelfde gelden, dan moeten de contrastoverbrengingskrommen vrijwel niet veranderen wanneer het vlak waarin de afgebogen bundel ligt van stand verandert. Laat men dit vlak een volledige slag om de optische as draaien, dan mag het gebied waarbinnen de defocussering zich beweegt niet groter zijn dan ca.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

100 Å. Dit betekent dat er aan de rotatiesymmetrie van de poolschoenen extreme eisen gesteld worden. Met normale bewerkingsmethodes en machines kan daar niet aan worden voldaan. De poolschoenen van de EM 300 worden daarom gemaakt met een speciaal geconstrueerde machine, die is uitgerust met hydrostatische lagers [8]. Voordat de poolschoenen in de microscoop worden gemonteerd, worden ze gecontroleerd met behulp van een speciaal instrument dat de bijzondere eigenschap heeft dat de eigen mechanische afwijkingen ervan de meting niet beïnvloeden [9].

Ondanks deze speciale hulpmiddelen en voorzorgen is het niet mogelijk het astigmatisme voldoende klein te maken. Het restant wordt gecompenseerd met een *stigmator*, d.i. in principe niets anders dan een combinatie van twee magnetische cilinderlenzen waarvan men de sterkte kan variëren. In de EM 300 wordt als zodanig een stel van acht kleine hulpspoelen gebruikt, die direct onder de objectieflens gemonteerd zijn.

Behalve door de hierboven besproken eigenschappen van het objectief en de in de inleiding reeds genoemde, meer triviale factoren als de mechanische stabiliteit en de ongevoeligheid voor magnetische stoorvelden, wordt het scheidend vermogen ook bepaald door de kwaliteit van de preparaatplaat en de helderheid van de elektronenbron.

De preparaatplaat moet gedurende de periode van een opname in staat zijn het preparaat binnen enkele Å op zijn plaats te houden. De preparaatplaat van de EM 300 is dezelfde als die van de EM 200, welke aan deze eisen voldoet.

Omtrent de helderheid van de elektronenbron het volgende. We hebben gezien dat men het voor het zichtbaar maken van de allerfijnste details dikwijls moet hebben van fazecontrasten. Het is daarom van belang te beschikken over een verlichting die zoveel mogelijk coherent is. Wat dit betreft verkeert men in een gunstiger situatie naarmate de verlichtingsapertuur kleiner is. (Het condensorsysteem van de EM 300 maakt het werken met een kleine verlichtingsapertuur inderdaad mogelijk, zoals hierboven beschreven is.) Om met een kleine verlichtingsapertuur bij de maximale vergroting van het apparaat toch een voldoende stroomdichtheid op het fluorescentiescherm te hebben, moet men beschikken over een elektronenbron met grote helderheid.

De microscoopbuis

In dit hoofdstuk zullen we de voornaamste constructieve bijzonderheden bespreken van de onderdelen die men in en aan de microscoopbuis aantreft. Een vereenvoudigde doorsneetekening van het geheel vindt men in *fig. 8*. Behalve de reeds in fig. 4 geschetste onderdelen onderscheidt men daar o.a. ook de preparaattafel, de stigmator, de spoelen voor scheve belichting, de fotografische sluiter, een aantal vacuümkleppen en -sluizen, en ten slotte een aantal knoppen voor de bediening van de diverse diafragma's en voor het centreren van lenzen, poolschoenen enz.

Elektronenoptisch gedeelte

Het elektronenkanon is, wat de elektrische aspecten betreft, van het conventionele type (gloeidraad, Wehnelt-cilinder en anode). Men kan het centreren doordat de katode (hieronder verstaan we de combinatie van gloeidraad en Wehnelt-cilinder) verschuifbaar is ten opzichte van de anode en doordat de katode kan draaien om twee loodrecht op de hartlijn van de microscoopbuis staande assen die door de emitterende top van de gloeidraad gaan. Doordat de katode in cardanlagers rust, is een soepele beweging verkregen en kan het centreren nauwkeurig geschieden. De hoogte van de anode is verstelbaar terwijl het kanon werkt. Dit is van belang om ook bij hoogspanningen lager dan 100 kV een zo groot mogelijke helderheid van het elektronenkanon te verkrijgen. Mede door de aanwezigheid van een snelkoppeling en van een vacuümsluis vlak onder het elektronenkanon vereist het aanbrengen van een nieuwe gloeidraad niet veel meer dan 1 minuut.

In ieder van de condensorlenzen bevindt zich een diafragmahouder welke drie verwisselbare diafragma's bevat. Verder is tegen de onderpoolschoen van C_2 een schijf aangebracht die een stigmator bevat. Deze compenseert de afwijkingen die de rondheid van de verlichtende bundel vertoont ten gevolge van astigmatisme van het condensorsysteem. (Is de bundel niet rond, dan wordt het preparaat thermisch sterker belast dan nodig is en kan men storingen krijgen door asymmetrische oplading van de rand van diafragma's enz.)

Behalve de reeds genoemde schuif- en kantelmogelijkheden van het kanon is het belichtingssysteem nog voorzien van diverse andere correctie- en centreringsmogelijkheden, die we hier niet alle kunnen vermelden.

In *fig. 9* is geschetst hoe de objectieflens is samengesteld. Deze lens vormt met de preparaattafel (geschaduwd) één geheel, dat echter zeer gemakkelijk uitneembaar is om van het ene type preparaattafel (zie hieronder) te kunnen overgaan op het andere.

De bovenste poolschoen van de objectieflens is niet verplaatsbaar en vormt een van de twee vaste punten waarvan men bij het centreren uitgaat (het andere is het centrum van het fluorescerende scherm). De onderste poolschoen is wel centreerbaar. Als de maximumstroom door de spoel vloeit (5 A), heerst er tussen de pool-

[8] Zie J. G. C. de Gast en H. J. J. Kraakman, verschijnt binnenkort in Philips techn. T.

[9] Dit instrument is gebouwd door de Organisatie voor Toegepast Natuurwetenschappelijk Onderzoek (TNO), T.H. Delft, en beschreven door J. Kramer, J. B. le Poole en A. B. Bok in TNO-Nieuws **20**, 297, 1965.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

schoenen een magneetveld van ca. 1,5 Wb/m². Direct onder de onderste poolschoen bevindt zich de stigmator van het objectief.

In de holte van de magneet, boven het lensveld, bevinden zich afbuigspoelen voor de scheve belichting. De werking ervan is in principe gelijk aan die van de bekende scherpstelinrichting volgens Le Poole [10], en ze kunnen ook als zodanig gebruikt worden, maar er zijn hier twee, onderling loodrechte stellen van twee spoelen in plaats van één, zodat men het azimut van het vlak waarin de afbuiging plaatsvindt willekeurig kan kiezen.

De afbuigspoelen zijn zodanig gewikkeld dat het magneetveld dat ze opwekken zo homogeen mogelijk is. Verder zijn er, om een eventueel verschil in oriëntatie tussen het bovenste en het onderste stel spoelen te compenseren, nog enige correctiespoelen aangebracht. Door deze maatregelen kan men de hoek tussen de bundel en de optische as zo groot maken als hierboven genoemd werd (ca. 5°) zonder dat de plaats waar de bundel het preparaat treft noemenswaard verandert. Gebruikt men een stel van deze spoelen als scherpstelinrichting, dan kan men zelfs bij vrij sterke vergrotingen gemakkelijk scherpstellen.

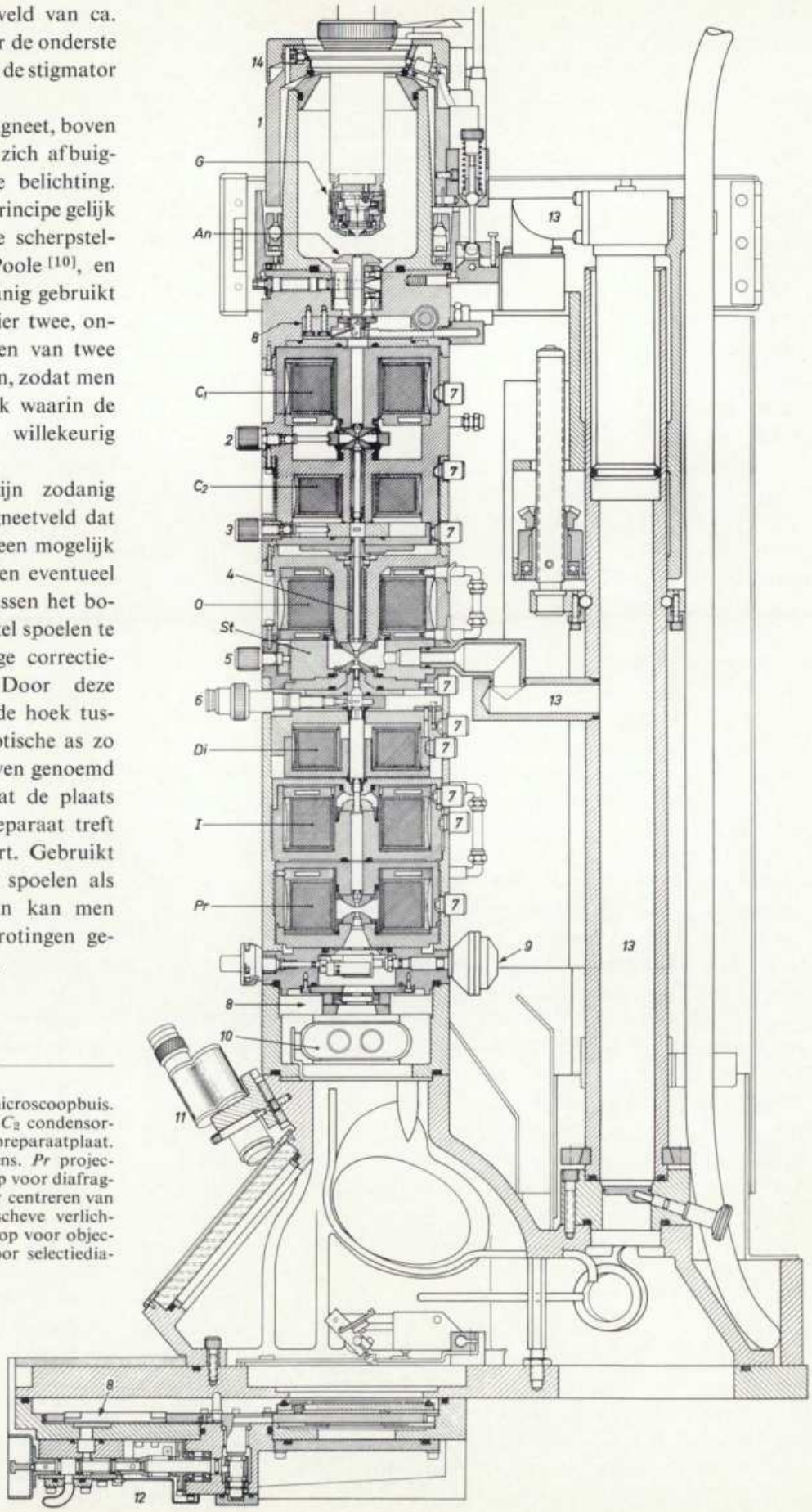


Fig. 8. Doorsnede van de microscoopbuis. *G* kanon. *An* anode. C_1 en C_2 condensorlenzen. *O* objectieflens. *St* preparaatplaat. *Di* diffractielens. *I* tussenlens. *Pr* projectielens. *1* cardanring. *2* knop voor diafragma D_1 (fig. 4). *3* knop voor centreren van stigmator. *4* spoelen voor scheve verlichting en scherpstelling. *5* knop voor objectiefdiafragma D_3. *6* knop voor selectiediafragma D_4. *7* centreerknoppen voor lenzen en poolschoenen. *8* vacuümkleppen. *9* sluiter. *10* camera (35 mm). *11* binoculaire microscoop. *12* platencamera. *13* vacuüm leiding. *14* snelkoppeling. De camera *10* kan vervangen worden door een diffractie-apparaat (preparaathouder voor grote preparaten).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

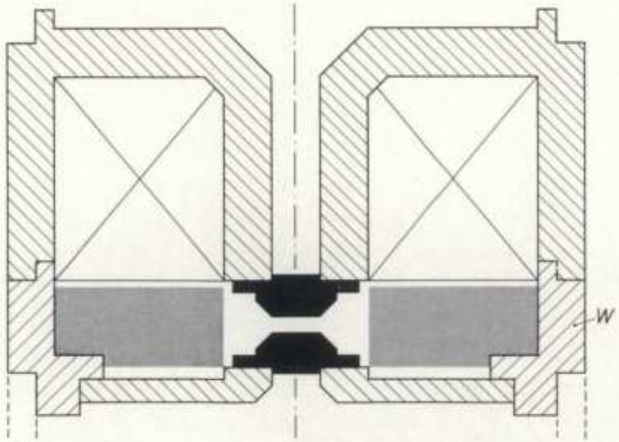


Fig. 9. Schematische doorsnede van de objectieflens en de preparaatplaat (geschaduwd). De poolschoenen zijn zwart. Maakt men het bovendeel (met de spoel) los van de ring *W*, dan kan de preparaatplaat gemakkelijk verwijderd worden. De onderpoolschoen is centreerbaar.

In *fig. 10a* ziet men hoe de preparaatplaat in de microscoopbuis is geplaatst. Fig. 10*b* toont het centrale gedeelte, waarin zich een kruistafelsysteem bevindt. Dit kruistafelsysteem wordt via drukpennen aangedreven door twee hefbomen, elk op hun beurt aangedreven door micrometerschroeven die bediend kunnen worden vanaf het bedieningspaneel. Door een juiste balancering van wrijvingskrachten, veerkrachten en massa's en door een juiste materiaalkeuze is een zeer goede beheersing van de preparaatbewegingen verkregen. Het inbrengen van het preparaat geschiedt, net als in de vorige Philipsmicroscopen, via een vacuümsluis door middel van een injector.

De diffractielens, de tussenlens en de projectielens zijn betrekkelijk eenvoudig van bouw. De diffractie- en de tussenlens zijn volledig centreerbaar, dat wil zeggen: de lens kan in zijn geheel verplaatst worden en bovendien kan men één der twee poolschoenen verplaatsen ten opzichte van de andere. De projectielens kan alleen in zijn geheel verplaatst worden, wat voldoende is omdat deze lens niet in sterkte gevarieerd wordt en er na deze lens geen verdere vergroting meer plaatsvindt.

Projectiekamer en waarnemingshulpmiddelen

De apertuur van de bundel stralen die bijeenkomt in één punt van het in de projectiekamer van een elektronenmicroscoop gevormde beeld is zeer veel kleiner dan de apertuur van de projectielens zelf, zodat de scherptediepte zeer groot is. Dit geeft de ontwerper een grote vrijheid in de plaatsing van de diverse waarnemingshulpmiddelen. Vlak onder de projectielens bevindt zich een camera voor 35-mm-film en direct onder het scherm een platencamera. Daaronder kan een camera voor 70-mm-film worden geplaatst of een opneembuis voor televisie, al dan niet in combinatie met een beeldversterker. In dit laatste geval heeft men de mogelijkheid opnamen te maken met een zeer geringe stroomdichtheid, d.w.z. men kan objecten onderzoeken die bij de normale stroomdichtheid beschadigd zouden worden. Behalve het reeds genoemde fluorescentiescherm is er ook een klein scherm met een zeer fijne korrel; het daarop gevormde beeld kan bekeken worden met een 10× vergrotende binoculaire microscoop.

In *fig. 11* is schematisch weergegeven hoe de platencamera is ingericht. Het voornaamste onderdeel ervan is een excentrisch ten opzichte van de as van de microscoopbuis geplaatste, draaibare schijf. Deze neemt bij iedere omwenteling een plaat mee uit een magazijn, brengt die onder de microscoopbuis en deponeert de plaat, nadat de opname is gemaakt, in een doos. Op de schijf bevindt zich ook de vacuümklep waarmee de

[10] Zie het eerste der aangehaalde artikelen [1].

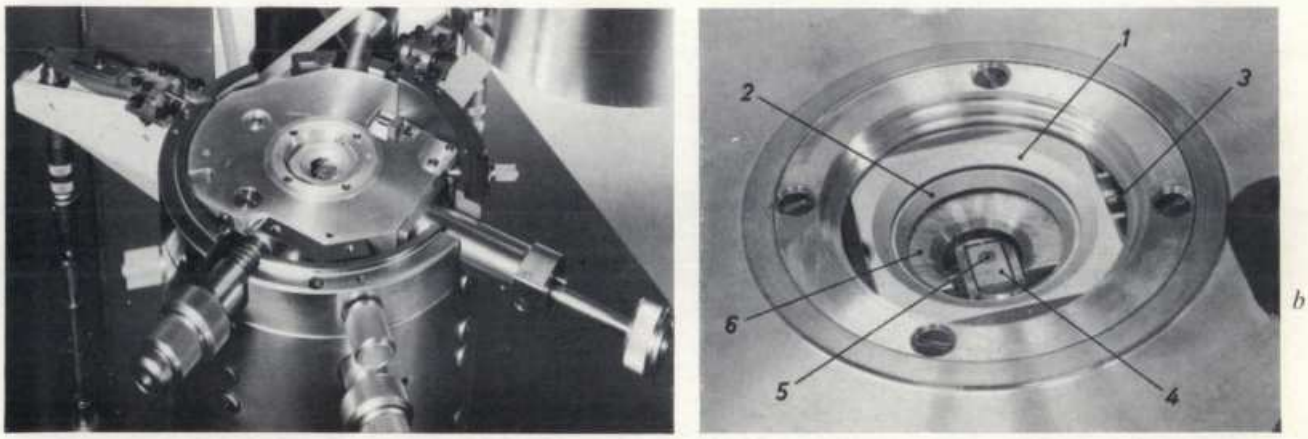


Fig. 10. *a*) De standaard-preparaatplaat in de microscoop. De bovenste buissectie die men ziet, is de ring *W* (fig. 9) van de objectieflens. *b*) Detailopname van het centrale gedeelte. *1* bovenste kruistafelslede. *2* onderste kruistafelslede. *3* pen voor verplaatsing van bovenste kruistafelslede. *4* preparaathouder. *5* preparaat. *6* koellichaam (−180 °C); dit is een hulpstuk dat niet tot de preparaatplaat behoort, maar afzonderlijk van opzij wordt ingebracht.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

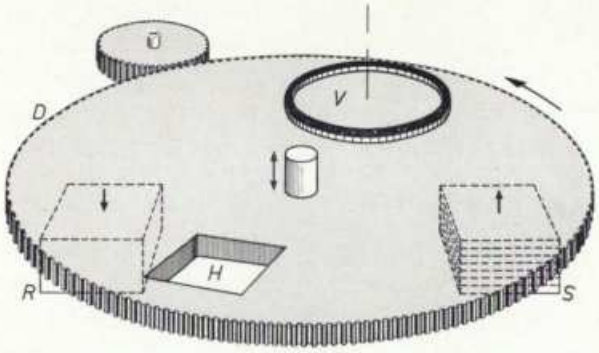


Fig. 11. Schematische voorstelling van platencamera. *D* getande schijf, via kleiner tandwiel aangedreven door motor. *S* platenmagazijn. *R* opvangbakje voor belichte platen. *V* vacuümklep. Als het gat *H* boven *S* komt, wordt er een plaat ingedrukt. Deze draait mee tot onder de microscoopbuis, wordt daar belicht en vervolgens afgeleverd in *R*.

projectiekamer van onderen kan worden afgesloten; de klep wordt daartoe onder de buis gedraaid en vervolgens wordt de schijf in zijn geheel een eindje omhoog gebracht.

Tussen de projectielens en de 35-mm-camera bevindt zich een roterende sluiter, die voor alle fotografische opnamen gebruikt kan worden. Een roterende sluiter verdient constructief de voorkeur wegens de eis dat het openen en sluiten zo weinig mogelijk trillingen moet veroorzaken.

Vacuümsysteem en elektrische uitrusting

Het vacuümsysteem van de EM 300 (*fig. 12*) is in hoofdlijnen conventioneel — voorpomp, voorvacuümvat, kwikdiffusiepomp, oliediffusiepomp —, maar onderscheidt zich toch op enige niet onbelangrijke punten van die van de voorgaande Philipsmicroscopen.

In de eerste plaats is er een inrichting aangebracht die het gehele pompproces automatisch doet verlopen. Daardoor is de bediening zeer eenvoudig en bovendien heeft men het voordeel dat het pompproces optimaal verloopt en dat menselijke fouten in de bediening zijn uitgesloten, wat de kans op een storing vermindert. In de eerste faze werkt alleen de voorpomp en zijn, behalve V_1, alle kleppen dicht. Is de druk ter plaatse van de Pirani-manometer M_1 gedaald tot ca. 0,1 torr, dan gaat V_1 dicht en V_2 open. Is de druk ter plaatse van M_1 opnieuw gedaald tot 0,1 torr en zijn de twee diffusiepompen warm genoeg, dan gaat V_2 dicht en gaan V_1 en V_3 open. Tussen de voorpomp en de microscoopbuis staan dan in serie het buffervat, de kwik- en de oliediffusiepomp. Is de druk boven de oliediffusiepomp ter plaatse van de Penning-manometer M_2 gedaald tot 10^{-3} torr, dan gaat ook V_1 dicht, wordt de voorpomp uitgeschakeld en gaat V_4 open. Doordat de voorpomp na de eerste faze van het pompproces door het sluiten van V_1 van de microscoopbuis wordt geïsoleerd, is de verontreiniging van het vacuümsysteem met olie uit de

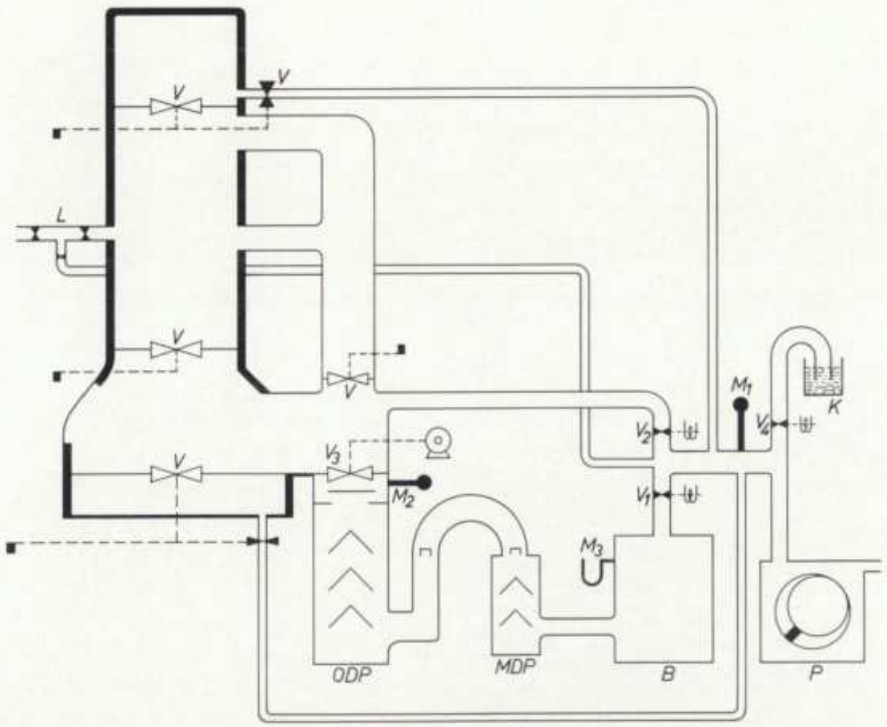


Fig. 12. Het vacuümsysteem. Links de microscoopbuis, via drie wijde pijpen verbonden met de oliediffusiepomp *ODP*. *MDP* kwikdiffusiepomp. *B* voorvacuümvat. *P* voorvacuümpomp. M_1 Pirani-manometer. M_2 Penning-manometer. M_3 kwikmanometer. *V* vacuümkleppen. *L* vacuümsluis, die afzonderlijk geëvacueerd kan worden. *K* vat met droogmiddel. De kleppen V_1, V_2 en V_4 worden elektromagnetisch bediend, V_3 met een motor.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

voorpomp minimaal; de diffusie van olie begint juist bij ca. 0,1 torr. Wat dit betreft is het ook gunstig dat de voorpomp normaliter maar zo kort draait dat hij nauwelijks warm wordt.

Uiteraard zijn in de automaat een aantal beveiligingen opgenomen die de microscoop beschermen tegen schadelijke gevolgen van het uitvallen van de waterkoeling, het optreden van een groot lek, het defect raken van een verwarmingselement enz. Zo is b.v. de hoogvacuümklep V_3 zodanig ingericht dat deze klep zich onmiddellijk sluit als de netspanning wegvalt.

Verdere verschillen met de uitrusting van de vroegere Philipsmicroscopen zijn de aanwezigheid van een pompgere warmteontwikkeling. Ook kan men bij transistorschakelingen op nog grotere schaal dan bij buizenschakelingen gebruik maken van gedrukte bedrading. Door de overgang op transistors moesten voor alle delen van de elektrische uitrusting nieuwe schakelingen ontwikkeld worden.

Ook is de uitrusting uitgebreid: zo is er, naast de essentiële onderdelen zoals de schakelingen die de hoogspanning en de lensstromen leveren, een controleschakeling die met niet minder dan 18 punten van de genoemde schakelingen verbonden kan worden en die de gebruiker in staat stelt de belangrijkste stromen en spanningen in de microscoop te meten (of te registreren)

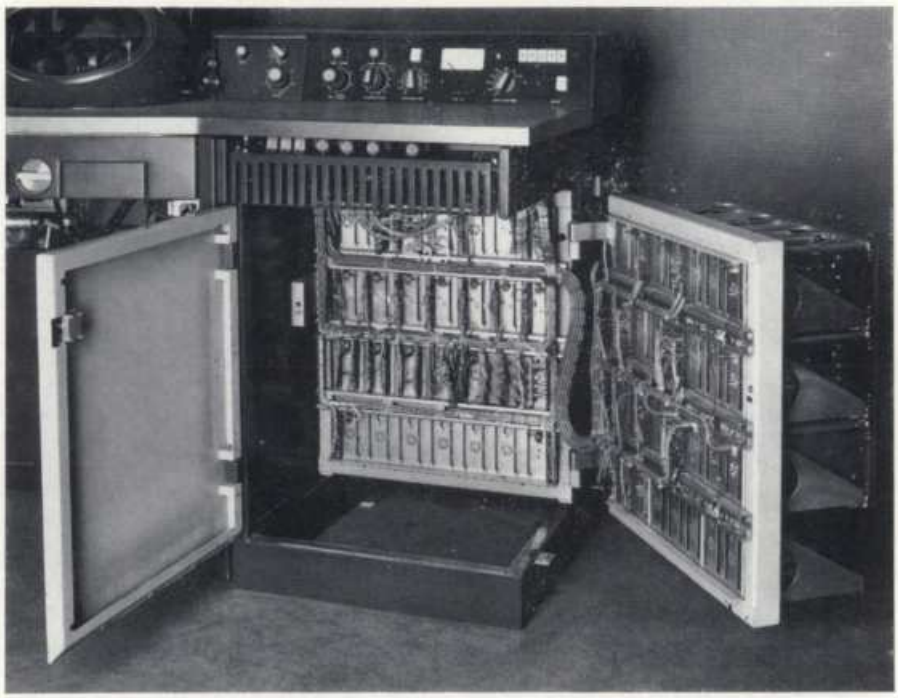


Fig. 13. De elektrische schakelingen zijn ondergebracht in uitneembare eenheden die zich op scharnierende rekken bevinden.

eenheid met een zeer veel grotere pompsnelheid en de aanwezigheid van een aantal vacuümkleppen in de microscoopbuis en de waarnemingskamer. Voor het verwisselen van een gloeidraad of het laden van de platencamera is het bij de EM 300 niet nodig lucht tot de gehele buis toe te laten.

De elektrische uitrusting van de EM 300 wijkt vrij sterk af van die van de tot nu toe gemaakte Philips microscopen. Het meest opvallende verschil is het gebruik van transistor- in plaats van buizenschakelingen; de gehele elektrische uitrusting bevat nog maar twee elektronenbuizen, nl. in de stabilisatieschakeling voor de hoogspanning. Transistorschakelingen hebben het voordeel van een grotere betrouwbaarheid en een geringen/of de stabiliteit ervan te controleren.

Om de beïnvloeding van de elektronenbundel door de elektrische schakelingen tot een minimum te beperken, zijn er uitsluitend transformatoren gebruikt die een uiterst zwak spreidingsveld hebben (zg. C-kerntransformatoren).

Alle elektrische schakelingen zijn ondergebracht in uniforme, uitschuifbare eenheden. Zodoende is de ruimte in de lessenaar zo efficiënt mogelijk gebruikt, terwijl toch alle onderdelen zeer gemakkelijk bereikbaar zijn (*fig. 13*). De voeding van het geheel geschiedt door een afzonderlijk opgestelde scheidingstransformator, die zodanig is ingericht dat de microscoop gevoed kan worden uit elk eenfazenet van 50 of 60 Hz dat een

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

spanning tussen 110 en 440 V levert.

In de volgende delen van dit hoofdstuk willen we op enige schakelingen wat nader ingaan.

De universele regelversterker

Om de lensstromen en de hoogspanning in zodanige mate te kunnen stabiliseren dat de fluctuaties erin het bereiken van het theoretisch scheidend vermogen niet in de weg staan (zie hieronder), moeten fluctuaties van 1 op 10^6 nog gedetecteerd kunnen worden. Doordat in transistorschakelingen met lage spanningen wordt gewerkt, is de van een lensstroom afgeleide meetspanning eveneens laag: slechts enkele volts. Variaties van enkele microvolts in zo'n meetspanning moeten dus nog goed gedetecteerd kunnen worden. Dit vereist een zeer gelijkspanning wordt door de links getekende transistorschakeling (de interruptor) omgezet in een wisselspanning met een frequentie van 1200 Hz, welke spanning versterkt wordt door een wisselspanningsversterker. Het uitgangssignaal hiervan wordt door de rechts getekende transistorschakeling weer omgezet in een gelijkspanning.

De schakeling van de universele regelversterker onderscheidt zich hierin dat de omzetting van gelijk- in wisselspanning niet mechanisch gebeurt, maar door middel van een transistorschakeling. Deze keus is gedaan ter verkrijging van een zo groot mogelijke betrouwbaarheid en levensduur. Zoals men ziet, is verder de ingangsschakeling door een transformator gescheiden van de wisselspanningsversterker, wat van groot belang

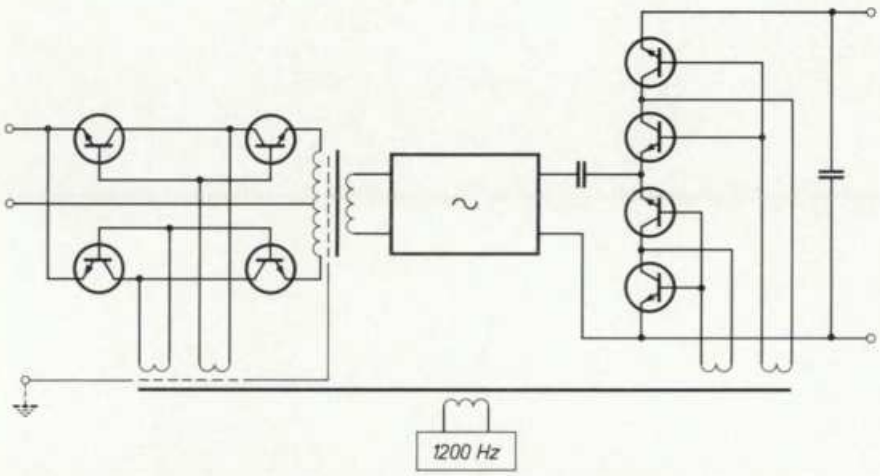


Fig. 14. Universele regelversterker. De schakeling bestaat uit een transistorinterruptor die de toegevoegde gelijkspanning omzet in een wisselspanning, een transformator, een wisselspanningsversterker en een fazegevoelige gelijkrichter (zg. synchrone detector). De interruptor en de synchrone detector werken met een frequentie van 1200 Hz en worden via een transformator gestuurd door een gemeenschappelijke oscillator. Gegevens: Zwevende ingang. Ingangsimpedantie $> 20\,000\ \Omega$. Versterking 1000×. Frequentieband 0-100 Hz (−3 dB). Maximale uitgangssignalen +10 V en −10 V. Tussen 0 en 50 °C is bij een bronweerstand van ten hoogste 1000 Ω de ingangsdrift minder dan 1 μV/°C en minder dan 1 μV/8 uur; de ruis (top-top; 0-10 Hz) is minder dan 1 μV. Bij een bronweerstand van ten hoogste 20 000 Ω zijn deze waarden driemaal zo groot.

voelige versterker met een zorgvuldig ontworpen bedrading: iedere kans op storing door magnetische of elektrische velden, of door koppeling met andere ketens, moet worden vermeden. Tegenover deze moeilijkheden staat het voordeel dat in transistorschakelingen de weerstanden waarover de meetspanningen staan klein zijn, zodat de versterker geen hoge ingangsweerstand behoeft te hebben.

De voorversterker die we ten behoeve van de in de EM 300 vereiste regelschakelingen hebben ontwikkeld en die aan de bovengenoemde eisen voldoet, is een bijzonder soort interruptorversterker (Engels: chopper amplifier). Het principe ervan is geschetst in *fig. 14*, de voornaamste eigenschappen ervan zijn samengevat in het onderschrift van deze figuur. De binnenkomende is voor de storingsvrijheid ervan: men kan daardoor nl. het geheel van meetweerstand en ingangsschakeling afzonderlijk aarden. De gelijkrichting van het uitgangssignaal van de wisselspanningsversterker gebeurt niet door middel van een gewone gelijkrichter, maar door een schakeling die een soort tegenhanger is van de interruptor, en die is aangesloten op dezelfde oscillator (zg. synchrone detectie).

Zoals iedere interruptor introduceert ook de in fig. 14 geschetste transistorinterruptor stoorsignalen, voornamelijk tijdens het schakelen. Door verschillende maatregelen zijn deze zo klein mogelijk gehouden, maar toch kunnen ze een topwaarde van ca. 200 μV bereiken, d.w.z. de variaties van het meetsignaal verre overtreffen. Niettemin is het met de nieuwe versterker mogelijk

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

meetsignalen van 1 μV betrouwbaar te versterken. Dit is in de eerste plaats te danken aan de synchrone detectie en verder aan het feit dat de versterking niet al te hoog is gekozen, zodat zelfs ingangssignalen van 200 μV in de verdere trappen van de versterker niet zodanig grote signalen veroorzaken dat deze geblokkeerd raakt.

Tot slot nog twee opmerkingen over de interruptor. Zoals men ziet bevat deze vier symmetrisch geschakelde transistors. Dit zijn germaniumtransistors, die paarsgewijze zijn geselecteerd op gelijke collector-emissorspanning bij een collectorstroom nul. Germaniumtransistors verdienen hier de voorkeur boven siliciumtransistors omdat ze voor de overgang van „volkomen" dicht naar „volkomen" open (en vice versa) aan een veel kleiner signaal op de basis voldoende hebben (70 mV effectief). Daardoor is bij gebruik van Getransistors de storing ten gevolge van overspreken van het schakelsignaal op het meetsignaal — de voornaamste storing! — veel geringer dan bij gebruik van Si-transistors het geval geweest zou zijn. Ge-transistors hebben echter een grotere lekstroom; daardoor kan een vrij sterk verloop optreden wanneer de spanningsbron die het te versterken signaal levert een hoge inwendige weerstand heeft.

Het feit dat men in de interruptor niet *twee* transistors aantreft, maar twee stellen van twee die tegen elkaar in geschakeld zijn (respectievelijk boven en beneden getekend), heeft zijn reden hierin dat een transistor een minder ideale schakelaar is dan een mechanische schakelaar. In de gebruikte schakelring compenseren de nulfouten van de leden van ieder tweetal elkaar grotendeels.

De interruptorversterker is samen met een gelijkspanningsverschilversterker van conventioneel ontwerp (versterking 2000×) samengebouwd tot een uitschuifbare eenheid, zoals hierboven reeds genoemd werd (*fig. 15*). In totaal bevat de elektrische uitrusting van de EM 300 negen van zulke eenheden. Behalve in de stabilisators van de lensstromen en de hoogspanning vindt men ze nog in de controleschakelingen alsmede in de schakeling die de referentiespanning levert waarmee in iedere stabilisatieschakeling het meetsignaal vergeleken wordt.

De centrale referentiespanning

De referentiespanning die nodig is voor het stabiliseren van de hoogspanning en de lensstromen moet ten minste aan dezelfde eisen van stabiliteit voldoen. Een eenvoudige en zeer goede oplossing is dat men zo'n spanning ontleent aan een batterij, maar dan moet voldaan zijn aan de eis dat de batterij niet belast wordt. In de EM 300 is dat niet mogelijk en wel om de volgende reden. Daar de lenzen gevoed worden door transistorschakelingen, wordt er gewerkt met sterke stromen. De meetweerstanden moeten derhalve klein zijn (orde van grootte 1 Ω). Dit betekent dat men de stroom niet kan variëren door variatie van de meetweerstand, omdat op een weerstand van ca. 1 Ω de variaties in de overgangsweerstand van het contact een te grote rol zouden spelen. Variatie van de lensstroom is dus alleen mogelijk door variatie van de referentiespanning, d.w.z. door de bron die deze spanning levert te belasten met een potentiometerschakeling. Een batterij is dan niet bruikbaar. Voor de EM 300 is daarom een referentiespanningsbron ontwikkeld die wèl belast kan worden en aan de gestelde eisen van stabiliteit voldoet. De uitgangsspanning ervan is ca. 10 V en varieert minder dan 1 op 10^6 per minuut en minder dan 3 op 10^5 per etmaal. De schakeling kan belast worden met 50 mA en is kortsluitvast. De temperatuurcoëfficiënt is gemiddeld 10^{-6} per °C en nooit meer dan 3×10^{-6} per °C. Alle stabilisatieschakelingen ontlenen hun referentiespanning aan deze ene spanningsbron.

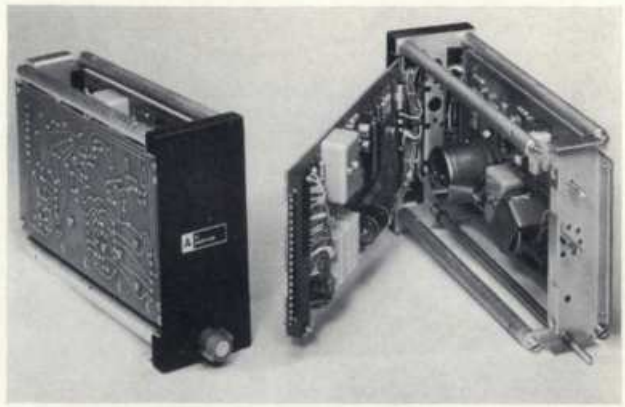


Fig. 15. Standaard-regelversterker, bevattende een schakeling volgens fig. 14 en een conventionele gelijkspannings-verschilversterker. De beide versterkers zijn gemonteerd op platen met gedrukte bedrading. Men onderscheidt ook duidelijk de mumetalen afscherming van de transformator.

In *fig. 16* is een blokschema van de referentiespanningsbron geschetst. De hoofddelen ervan zijn de zojuist genoemde versterkercombinatie (fig. 15) alsmede een brugschakeling, bestaande uit drie weerstanden (R_1, R_2, R_3) en een Zener-diode die is geselecteerd op geringe ruis. De brugschakeling is opgenomen in een

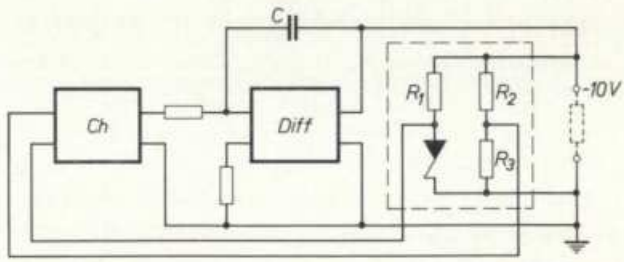


Fig. 16. Generator voor de centrale referentiespanning. *Ch* interruptorversterker. *Diff* verschilversterker (zie fig. 15). Binnen de streeplijn een brugschakeling bestaande uit drie weerstanden en een Zener-diode, ondergebracht in een thermostaat. *C* terugkoppelcondensator voor het wegregelen van snelle fluctuaties.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

kleine thermostaat. De werking van de schakeling is in principe zeer eenvoudig. Zodra de door R_2 en R_3 bepaalde fractie van de uitgangsspanning afwijkt van de werkspanning van de Zener-diode, ontvangt de interruptorversterker een ingangssignaal en wordt de uitgangsspanning op de juiste waarde teruggebracht. Snelle variaties, die de interruptorversterker niet kunnen passeren, worden door de condensator C rechtstreeks naar de ingang van de verschilversterker geleid.

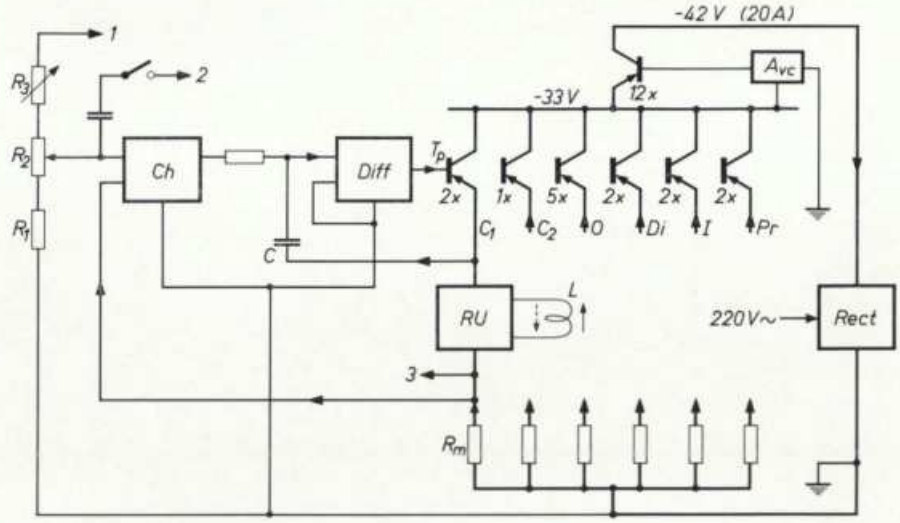


Fig. 17. Schakeling voor het opwekken en stabiliseren van de lensstromen. *Rect* gelijkrichter. A_{vc} versterker voor stabilisatie van de spanning. T_p vermogenstransistor(s). *RU* stroomomkeerinrichting. *L* lensspoel. R_m meetweerstand. *Ch* interruptorversterker. *Diff* verschilversterker. *1* verbinding met centrale referentiespanning. *2* verbinding met 1,5-Hz-generator. *3* verbinding met controleschakeling. De weerstand R_2 is gekoppeld met de keuzeschakelaar voor de hoogspanning. De lensstroom kan worden gevarieerd door middel van de potentiometer R_2.

Opwekking en stabilisatie van de lensstromen en de hoogspanning

In *fig. 17* is schematisch weergegeven hoe de lenzen worden gevoed en hoe de lensstromen worden gestabiliseerd. Alle lenzen worden gevoed uit één gelijkrichter, die 20 A kan leveren. De uitgangsspanning is ongestabiliseerd 42 V en gestabiliseerd 33 V. Achter de uitgang van de spanningsstabilisator wordt de stroom verdeeld over de zes lensketens, ieder bestaande uit een serieschakeling van een stroomregulator T_p, de lensspoel met ompoolschakeling *RU*, en een meetweerstand R_m. Als stroomregulator, samen met de meetweerstand deel uitmakend van de stroomstabilisatieschakeling, fungeert een vermogenstransistor of een parallelschakeling van een aantal daarvan; deze transistors zijn op een met water gekoelde plaat gemonteerd. Alle stabilisatorschakelingen zijn kortsluitvast, hetgeen betekent dat ze bij kortsluiting of overbelasting de stroom naar een veilige waarde terugbrengen. Bovendien bevat de stabilisator voor de objectiefstroom een beveiliging, die de lensstroom uitschakelt ingeval een der parallelgeschakelde transistors overbelast of defect raakt. (Bij een parallelschakeling van vijf transistors merkt men dat niet direct; bij een of twee wel.) De meetweerstanden bestaan uit spiralen van een weerstandslegering met lage temperatuurcoëfficiënt, die ter wille van de stabiliteit zijn ondergebracht in een oliebakje met waterkoeling.

Het ompolen van de stroomrichting gebeurt door middel van met kwik bevochtigde „reed"-relais. De hele operatie verloopt automatisch, en wel als volgt. Eerst wordt de lensspoel kortgesloten en vrijwel tegelijkertijd losgemaakt van de stroombron. Na ca. een halve seconde, voldoende voor de dissipatie van de in de spoel opgeslagen veldenergie, worden de spoelaansluitingen verwisseld, wordt de kortsluiting weer opgeheven en de stroom weer ingeschakeld. De genoemde relais zijn uiterst betrouwbaar, kunnen bij het schakelen niet natrillen („kaatsen") en hebben een zeer lage, zeer constante overgangsweerstand.

De stabilisatie tegen langzame variaties van de lensstroom vindt plaats doordat het verschil van de over de meetweerstand staande spanning en de referentiespanning als ingangssignaal wordt toegevoerd aan de regelversterker (fig. 15). Het uitgangssignaal daarvan bestuurt de vermogenstransistor T_p. Op snelle variaties reageert deze regeling niet, doordat de interruptorversterker die immers niet kan verwerken. De uitgang van T_p is daarom via een condensator C rechtstreeks verbonden met de ingang van de verschilversterker (vgl. fig. 16).

Zoals hierboven is uiteengezet, moet voor het overgaan op een andere lensstroom de referentiespanning veranderd worden. De potentiometerschakeling waar-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

mee dat gebeurt (in fig. 17 geheel links) bestaat uit een vaste weerstand R_1, een weerstand met aftakking R_2 en een variabele weerstand R_3. De uitvoering van R_2 is per lens verschillend en varieert van zeer eenvoudig tot zeer gecompliceerd. Voor het instellen van de objectiefstroom is er een deler waarmee men in een groot gebied de stroom met zeer kleine stapjes kan variëren (de kleinste zijn 4 op 10^6).

Voor drie lenzen is er meer dan één potentiometer beschikbaar. Hierdoor is het mogelijk met één handbeweging over te schakelen van normale vergroting op zeer zwakke vergroting of op elektronendiffractie, en wel door het bedienen van de eerder genoemde functieschakelaar.

Een soortgelijke faciliteit heeft men, evenals in vorige Philipsmicroscopen, bij het overgaan op een andere hoogspanning. De weerstand R_3 die de sterkte van de stroom in de potentiometerketen regelt, is gekoppeld met de hoogspanningsschakelaar en regelt de stroom zodanig dat er bij verandering van hoogspanning aan de belichting, de vergroting en de scherpstelling nagenoeg niets verandert.

Aan de ingang van de interruptorversterker kan een wisselspanning van lage frequentie (1,5 Hz) worden toegevoerd. In dat geval wordt de lensstroom ongeveer 7% gemoduleerd, wat nodig is voor het centreren. (Verandering van de sterkte van een lens doet het beeld draaien, zodat men het snijpunt van het beeldvlak met de optische as kan vinden.)

Het registrogram (*fig. 18*) geeft een goede indruk van de bereikte stabiliteit. Ook over tijden die veel langer zijn dan de eerder genoemde minuut, varieert de stroom slechts weinig.

Het stabiliseren van de hoogspanning geschiedt via twee, ten dele samenvallende, regelketens. De eerste is geheel analoog met die van fig. 17; het door deze keten geproduceerde correctiesignaal wordt opgeteld bij de uitgangsspanning van de hoogspanningsgenerator. Deze regelketen heeft echter maar een beperkt regelgebied (ca. 1200 V naar beide kanten), en zou uit zijn werkgebied lopen wanneer er geen verdere voorziening was. Deze bestaat hierin dat de genoemde uitgangsspanning ook de stabilisatieschakeling bestuurt die de primaire spanning voor de hoogspanningstransformator constant houdt. Aldus kunnen weliswaar alleen langzame variaties worden weggewerkt, maar het regelgebied is zeer groot (0 tot 100 kV). Beide regelinrichtingen samen zijn in staat de hoogspanning in de vereiste mate constant te houden. Bij storingen met een frequentie van minder dan ca. 10 Hz wordt het grootste aandeel geleverd door de regeling via de voedingsspanning. Door de beschreven wijze van regelen is de „rondgaande versterking" bij lage frequenties zeer hoog (beneden 1 Hz meer dan 10^5).

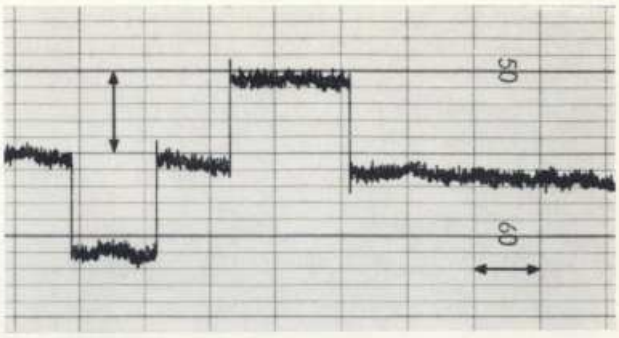


Fig. 18. Registrogram van de lensstroom. De lengte van de horizontale dubbelpijl correspondeert met een tijdsverloop van twee minuten, die van de verticale met een relatieve verandering van de stroom van 5×10^{-6}. De snelle stroomfluctuaties en ook het verloop binnen 1 minuut zijn niet groter dan ca. 1 op 10^6. Gedurende de registratie werd de sterkte van de stroom tweemaal met een stapje van 5×10^{-6} gevarieerd (corresponderende defocussering 12,5 nm).

De hulpstukken

De hulpstukken van een elektronenmicroscoop zijn bijna even belangrijk als de microscoop zelf, omdat zij vaak bepalen of een onderzoek al dan niet uitgevoerd kan worden. Behalve met de hulpstukken die hierboven al genoemd zijn, zoals de camera's, de televisieopneembuis en de beeldversterker, is de EM 300 uitgerust met een zeer groot aantal andere. We vermelden daarvan alleen een koelelement (120 °K) dat dicht bij het preparaat in de buis gebracht kan worden ter vermindering van contaminatie van het preparaat met koolstof afkomstig van ontlede koolwaterstofmoleculen (vgl. fig. 10*b*), alsmede een groot aantal preparaathouders waarmee het preparaat kan worden gerekt, gekoeld (120 °K), verwarmd (1250 °K), enz. Ook is er een speciale preparaatplaat, de zg. goniometerpreparaatplaat — kortweg: goniometerplaat —, die de onderzoeker in staat stelt het preparaat bijna iedere gewenste stand te doen innemen (*fig. 19*). Deze is zo ingericht dat men het preparaat kan laten wentelen om een as die de microscoopas snijdt, en dat men een te onderzoeken detail van het preparaat steeds met dit snijpunt kan laten samenvallen. Een verandering in de stand van het preparaat heeft dus geen verandering in scherpstelling en vergroting ten gevolge, noch een verandering van effectieve cameralengte bij diffractieopnamen.

Onder de vele preparaathouders die men in de goniometerplaat kan aanbrengen, is er een die het mogelijk maakt het preparaat in zijn vlak 360° te draaien om een as door zijn middelpunt. Aldus is het mogelijk het azimut van de zojuist beschreven kanteling vrij te kiezen.

Bij gebruik van de goniometerplaat dienen de in fig. 9 getekende poolschoenen van de objectieflens te worden vervangen door andere, met grotere onderlinge

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

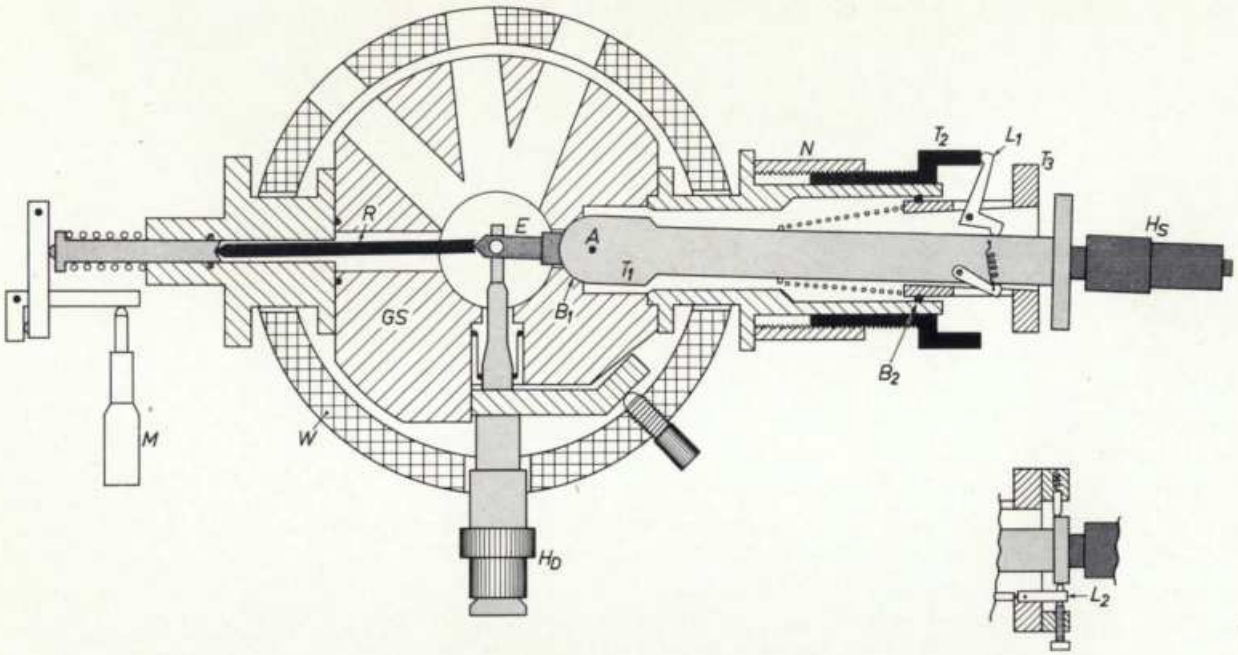


Fig. 19. Horizontale doorsnede van de microscoopbuis met goniometerpreparaatplaat. *W* microscoopbuis (vgl. fig. 9). *GS* plaat met rechts daaraan vast een systeem van buizen. In deze buizen bevindt zich een veel nauwere buis T_1 (lichtgrijze tint), waarvan het linker uiteinde bolvormig is en tegen het bollager B_1 rust. De positie van het andere uiteinde van T_1 wordt bepaald door de hefboom L_1, die door de buis T_2 in beweging gebracht wordt wanneer men aan de moer *N* draait. In het vlak loodrecht op het vlak van tekening bevindt zich een tweede hefboom L_2 (zie detailtekening rechtsonder). Door de buis T_1 kan het uiteinde *E* van de preparaathouder H_S in de microscoopbuis gebracht worden; de met de micrometer *M* verstelbare pen *R* bepaalt hoever.

Draait men de in het kogellager B_2 rustende buis T_3 om zijn as, dan worden de buis T_1 en de preparaathouder meegenomen, zodat ook de hoek tussen het preparaatvlak en het horizontale vlak varieert. Deze hoek kan in principe iedere waarde hebben, maar in de praktijk is de grenswaarde ca. 60°, omdat bij een sterkere helling van het preparaat de elektronen het gat in de preparaathouder niet meer kunnen passeren. Bij iedere stand van het preparaatvlak kan men het preparaat in dit vlak in twee richtingen verplaatsen: in de asrichting van de preparaathouder door middel van de micrometer *M*, en loodrecht daarop door de moer *N* te draaien; dit laatste doet de buis T_1 om het punt *A* roteren, zodat in de tekening b.v. *E* naar boven gaat wanneer L_1 het rechts getekende uiteinde van T_1 omlaag drukt. H_D is de houder van het objectiefdiafragma.

afstand, omdat er anders niet voldoende ruimte voor de draaiing van het preparaat is. De consequentie hiervan is dat het objectief dan een langere brandpuntsafstand krijgt (4,1 mm). Ten einde het veld zoveel mogelijk te concentreren in de ruimte onder het preparaat, zijn de poolschoenen ongelijk. Bij gebruik van de goniometerplaat en de aldus gemodificeerde objectieflens is het mogelijk een scheidend vermogen te bereiken dat beter is dan 15 Å.

Door het zeer uitgebreide assortiment hulpstukken en door het zeer goede scheidend vermogen dat bereikt kan worden, is de Philips elektronenmicroscoop EM 300 bruikbaar voor vele, sterk uiteenlopende typen van onderzoek.

Samenvatting. De nieuwe Philips elektronenmicroscoop EM 300 onderscheidt zich van zijn voorgangers door een nog beter scheidend vermogen. Dit is bij normaal gebruik altijd beter dan 5 Å en onder gunstige omstandigheden kan het theoretisch scheidend vermogen zeer dicht worden benaderd. Ook de bediening is verder vereenvoudigd, o.a. door het aanbrengen van diverse vacuümsluizen, van een semi-automatische belichtingsmeter, en van een zg. functieschakelaar, alsmede door de vormgeving van het geheel. Het beeld kan zowel zichtbaar gemaakt worden op het gebruikelijke fluorescerende scherm als op een televisiescherm. De vergroting kan worden gevarieerd van 220 × tot 500 000 ×. Vrijwel alle delen van de elektronenoptiek kunnen worden gecentreerd. De elektrische schakelingen zijn alle transistorschakelingen. Het vacuümsysteem werkt geheel automatisch en heeft een grote capaciteit. Het zeer goede scheidend vermogen is te danken aan de zeer korte brandpuntsafstand van het objectief (1,6 mm), aan een grote mechanische stabiliteit en aan een zeer goede stabilisatie van lensstromen en hoogspanning (relatieve variatie resp. minder dan $2{,}5 \times 10^{-6}$ en 5×10^{-6} per minuut). Er is een groot aantal hulpstukken, waaronder een goniometerpreparaatplaat, een koellichaam ter vermindering van preparaatcontaminatie alsmede allerlei preparaathouders.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!